

En combinant (X.4.6) et (X.4.1) on a :

$$\frac{dE}{dt} = -\mathcal{D}_i + \dot{Q} \quad (\text{X.4.7})$$

Ces brefs rappels permettent de mettre en évidence le rôle et la signification de la fonction Φ .

Pour le calcul numérique, nous sommes partis du théorème de l'énergie cinétique local. En l'absence de forces extérieures et pour un fluide incompressible, l'équation (X.4.2) peut être mise sous la forme :

$$\frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial V^2}{\partial t} + u_j \frac{\partial V^2}{\partial x_j} \right\} = - \frac{\partial (p u_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i \tau_{ij}) - \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (\text{X.4.8})$$

$$\text{où } V^2 = u_i u_i = u_1^2 + u_2^2, \quad \tau_{ij} = \frac{1}{R_e} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$

La signification physique de chaque terme de cette équation est la suivante :

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial V^2}{\partial t} \quad : \text{ variation dans le temps et en un point de l'énergie cinétique}$$

$$\frac{1}{2} u_j \frac{\partial V^2}{\partial x_j} \quad : \text{ variation de l'énergie cinétique due au champ des vitesses}$$

$$- \frac{\partial (p u_i)}{\partial x_i} \quad : \text{ travail des forces de pression}$$

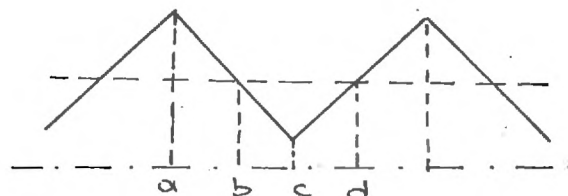
$$\frac{\partial}{\partial x_j} (u_i \tau_{ij}) \quad : \text{ travail des contraintes}$$

$$\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad : \text{ dissipation locale de l'énergie}$$

Disposant des vitesses u_i et des pression p à tout point, nous avons pu calculer tous les termes de l'équation de l'énergie cinétique en utilisant leurs approximations aux différences. Nous avons pu ainsi nous rendre compte de la validité de l'équation (X.4.8) en tout point. Ceci constitue une vérification supplémentaire de la justesse de la solution numérique, puisque l'équation (X.4.8) est directement issue des équations de NAVIER-STOKES. Voici, par exemple, les résidus que nous avons observés pour $R_e = 100$ (régime permanent et périodique).

y/H	résidus
0,9	$- 10^{-3}$
0,8	$- 7 \times 10^{-3}$
0,7	$- 9 \times 10^{-3}$
0,6	$- 6 \times 10^{-3}$
0,5	$- 3 \times 10^{-4}$
0,4	$+ 10^{-4}$
0,3	$- 3 \times 10^{-4}$
0,2	$- 10^{-3}$
0,1	$+ 3 \times 10^{-3}$
0,00	8×10^{-3}

a



y/H	résidus
0,1	$- 0,24$
0,0	$- 4 \times 10^{-2}$

c

y/H	résidus
0,5	$- 6 \times 10^{-3}$
0,4	$- 10^{-3}$
0,3	$- 10^{-3}$
0,2	$- 3 \times 10^{-3}$
0,1	$- 3 \times 10^{-3}$
0,0	$- 2 \times 10^{-3}$

b

y/H	résidus
0,5	$- 4 \times 10^{-3}$
0,4	$- 2 \times 10^{-3}$
0,3	$+ 6 \times 10^{-3}$
0,2	$- 5 \times 10^{-4}$
0,1	8×10^{-3}
0,0	4×10^{-2}

d

Pour cet essai, les valeurs des différents termes de l'équation (X.4.8) varient dans les intervalles suivants : convection de l'énergie cinétique (1,85, - 0,92), travail des forces de pression (3,12, - 0,48) travail des contraintes (0,58, - 0,99) dissipation (0, + 0,60). Nous constatons que si les résidus sont en général faibles, ils sont moins satisfaisants près du col ; dans cette zone, le maillage 16 x 16 que nous avons choisi est plutôt lâche, pour décrire avec une grande précision les approximations aux différences.

Les figures 107 a, b, donnent le tracé des contraintes égales, en fonction du nombre de Reynolds. Ces contraintes sont définies selon les axes des coordonnées, qui se confondent avec les parois solides. Aux faibles nombres de Reynolds, nous constatons que la distribution des contraintes est parfaitement symétrique dans la partie convergente et divergente. Cette symétrie est détruite aux nombres de Reynolds importants. D'une manière générale, l'activité des contraintes se concentre au voisinage du col, d'où partent la quasi-totalité des lignes isométriques. Etant donné que la direction des contraintes de cisaillement que nous avons calculé ne coïncide pas avec la direction de l'écoulement, leur signification physique n'est pas immédiate ; leurs valeurs τ_{ij} sont pourtant indispensables pour calculer les termes de l'équation (X.4.8).

Examinons maintenant les figures 108 a, b, qui nous donnent les lignes sur lesquelles la variation de l'énergie cinétique a la même valeur. Pour mieux comprendre la signification de ces lignes isométriques, nous avons représenté dans la figure 109 la variation de la dérivée convective de l'énergie cinétique le long de l'axe de l'écoulement. Dans ce cas, la vitesse étant parallèle à l'axe, le

signe du terme $\frac{1}{2} u_j \frac{\partial v^2}{\partial x_j}$ nous montre le sens de variation du gradient

du module de la vitesse. Au signe plus, correspond l'accélération et au signe moins la décélération. Nous constatons que pour $R_e = 1$ la variation d'énergie cinétique est parfaitement symétrique par rapport au col ; à ce point, le gradient des vitesses est nul. Lors-

que, le nombre de Reynolds augmente, la valeur maximale donnée par ces graphes, se déplace vers l'aval.

En revenant aux tracés bidimensionnels, on peut constater que la variation de l'énergie cinétique à l'intérieur des tourbillons ($R_e > 40$) est en général très faible. Ceci montre que les gradients des vitesses à l'intérieur des rouleaux laminaires sont aussi faibles.

Les lignes du travail de pression et du travail de contrainte égal sont représentées dans les figures 110 a, b, 111 a, b. Ces lignes montrent en général une activité énergétique importante au voisinage du col. Dans les tourbillons, les travaux dus aux forces de pression et des contraintes, sont plutôt faibles.

Le moment est venu maintenant d'examiner la répartition dans l'espace de la fonction de dissipation. Cet examen permettra de bien mettre en évidence les zones de l'écoulement qui présentent une activité dissipative importante.

On doit rappeler d'abord que la fonction Φ est toujours positive. Dans le cas d'un écoulement uniforme, elle est nulle sur l'axe et elle croît de manière monotone jusqu'aux parois solides.

L'examen de la figure 112, montre bien que par rapport à l'écoulement de Poiseuille, même aux faibles nombres de Reynolds, la géométrie intervient de manière significative sur la distribution de la dissipation d'énergie. Dans la figure 113 nous avons représenté la distribution de la fonction Φ le long de l'axe et le long des parois solides pour $R_e = 1$. Nous constatons que la dissipation se concentre autour du col et qu'en général, elle est plus importante sur les parois solides. Revenant à la figure 112 nous pouvons constater que la symétrie des lignes de dissipation égale par rapport au col, se conserve jusqu'au nombre de Reynolds égal à 10 ; ceci montre que dans ce domaine de variation du nombre R_e , le mécanisme dissipatif reste essentiellement le même (domaine de la loi de pertes de charge linéaire).

Lorsque le nombre de Reynolds augmente, les zones d'écoulement qui produisent le maximum de la dissipation d'énergie se modifient. Cette modification est due essentiellement au décollement des lignes de courant. Dans la figure 114 nous pouvons nous rendre compte de l'interaction dissipative entre le courant principal et le tourbillon laminaire. Ceci apparaît plus nettement dans la figure 115 où nous avons tracé la répartition de la fonction Φ dans différentes sections. Nous pouvons constater que les valeurs maximales de Φ se placent en amont près de la ligne de séparation et à l'intérieur de la zone d'écoulement vif. D'une manière générale, la dissipation de l'énergie à l'intérieur du tourbillon est beaucoup plus faible que la dissipation produite dans le courant principal.

Nous pouvons maintenant élucider le rôle énergétique des tourbillons laminaires. Leur présence n'est pas le siège d'une activité dissipative importante, mais elle sert à maintenir l'écoulement principal autour d'une section vive de largeur égale à la largeur du col. La ligne de séparation entre le tourbillon et le courant principal joue le rôle d'une paroi fictive, le long de laquelle la dissipation de l'énergie est importante. Toutefois, si on revient à la distribution des pressions sur l'axe aux grands nombres de Reynolds (figure 102) nous pouvons nous rendre compte que l'hypothèse de l'écoulement dans un tube cylindrique de même section que le col n'est pas un cas asymptotique acceptable ; sa structure hydrodynamique est très différente de celle de l'écoulement de Poiseuille.

Nous pouvons maintenant nous poser la question : quelle est la variation totale de la dissipation de l'énergie en fonction du nombre de Reynolds ? Pour ceci, intégrons l'équation de l'énergie cinétique (X.4.8) dans le volume Ω sur la longueur d'onde du conduit (figure 116).

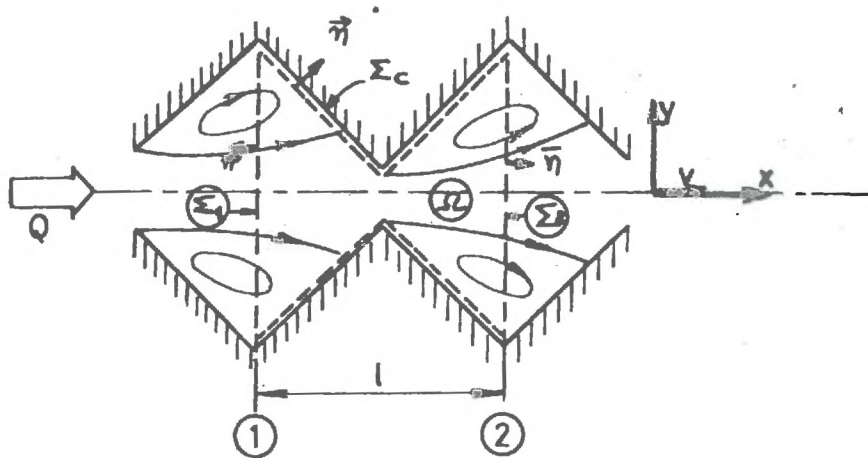


Figure 116.

Soit Σ la surface totale de la frontière du volume Ω . Cette surface est composée d'une part de la surface des sections d'entrée et de sortie Σ_1 et Σ_2 et d'autre part de la surface solide Σ_c . En intégrant la relation (X.4.8) sur Ω et en appliquant la formule de GREEN, nous avons :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \frac{1}{2} V^2 d\Omega + \int_{\Sigma} V^2 u_j n_j d\Sigma = \int_{\Sigma} -p u_i n_i d\Sigma + \int_{\Sigma} \tau_{ij} u_i n_j d\Sigma - \int_{\Omega} \phi d\Omega$$

En régime permanent, et étant donné que les vitesses sont nulles sur la surface des parois solides Σ_c , cette relation nous donne :

$$\int_{\Omega} \phi d\Omega = - \int_{\Sigma_1 + \Sigma_2} V^2 u_j n_j d\Sigma - \int_{\Sigma_1 + \Sigma_2} p u_i n_i d\Sigma + \int_{\Sigma_1 + \Sigma_2} \tau_{ij} u_i n_j d\Sigma$$

(X.4.9)

Compte tenu du caractère périodique de l'écoulement, il est évident qu'on retrouve la même distribution de vitesse dans les sections (1) et (2). La relation (X.4.9) se simplifie donc sous la forme :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \phi \, d\Omega &= \int_{\Sigma_2} p u \, d\Sigma - \int_{\Sigma_1} p u \, d\Sigma \\ &= \int_{\Sigma'} (p_2 - p_1) u \, d\Sigma \end{aligned} \quad (\text{X.4.10})$$

où u est la vitesse parallèle à l'axe de l'écoulement et $\Sigma' = \Sigma_1 = \Sigma_2$.

La différence $p_2 - p_1$ évaluée à deux points homologues dans les sections Σ_1 et Σ_2 où règne la même vitesse u est constante. La relation (X.4.10) nous donne donc :

$$\int_{\Omega} \phi \, d\Omega = (p_2 - p_1) \int_{\Sigma'} u \, d\Sigma = (p_2 - p_1) \cdot Q$$

Par conséquent, la puissance des travaux intérieurs \mathcal{P}_i est égale à :

$$\mathcal{P}_i = - \int_{\Omega} \phi \, d\Omega = (p_1 - p_2) \cdot Q \quad (\text{X.4.11})$$

Cette relation montre que la dissipation totale de l'énergie par longueur d'onde du conduit, varie comme le coefficient des pressions $C_p = (p_1 - p_2)/\rho U^2$. En conclusion, le produit $R_e \cdot \int_{\Omega} \phi \, d\Omega$ varie comme le produit $C_p R_e$, qui figure dans le tableau VIII.

Arrivé à cette étape de notre travail, nous n'avons pas perdu de vue le fait que l'étude hydrodynamique et énergétique de l'écoulement d'un fluide dans un domaine qui schématise une succession de pores ne constitue pas notre objectif essentiel. Cette préparation sert de support indispensable pour analyser avec plus de sûreté, le problème du déplacement d'un fluide par un autre, dans une géométrie non cylindrique.

CHAPITRE XI

ETUDE NUMERIQUE DU DEPLACEMENT D'UN FLUIDE VISQUEUX PAR UN AUTRE
DANS UN DOMAINE DE GEOMETRIE PERIODIQUEMENT VARIABLE

Dans ce chapitre, notre démarche sera encore une fois inductive. Pour mieux comprendre le mécanisme du déplacement d'un fluide par un autre, nous allons supposer dans un premier temps, que les deux fluides ont la même viscosité. Ainsi, l'action dissipative des forces de viscosité sera la même au sein des deux phases fluides et la forme de l'interface sera imposée par un nombre de Reynolds unique et d'après la géométrie du domaine.

Dans la suite, nous disposerons de deux paramètres : d'une part le contraste des viscosités M et d'autre part, le nombre de Reynolds défini dans le fluide poussant. En faisant varier l'un et l'autre des deux paramètres, nous examinerons en détail leurs effets sur la progression du front.

XI.1. DEPLACEMENT D'UNE INTERFACE SEPARANT DEUX FLUIDES DE VISCOSITE
EGALE

Nous allons imaginer l'expérience suivante : dans une succession périodique de pores, un fluide visqueux se déplace en écoulement per-

manent. Au $t = 0$, nous injectons à l'entrée **A**, un autre fluide qui a la même viscosité que le fluide en place (figure 117).

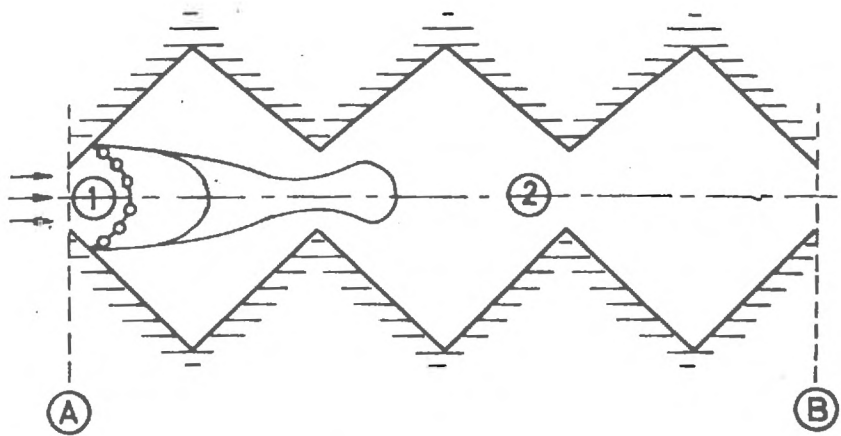


Figure 117.

Supposons encore que l'injection du fluide ① se fasse avec la même distribution des vitesses que celle qui correspond au régime permanent et périodique. Dans ces conditions, l'expérience revient à introduire un ensemble de particules sans masse, qui simulent l'interface des deux fluides et qui sont entraînées par le mouvement des particules fluides. (traceur idéal)

La forme de l'interface sera fonction de la géométrie de l'écoulement et la distribution des vitesses. En effet, les particules interfaciales vont tout d'abord se déplacer selon les lignes de courant plus ou moins allongées; près des parois, elles se déplaceront très peu, tandis que sur l'axe elles vont avoir une vitesse maximale. La forme de l'interface sera en définitive, pour un domaine géométrique donné, fonction du rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité, qui décrira la morphologie de l'écoulement et la distribution des vitesses.

Les figures 118, 119, 120, 121, montrent la forme de l'interface en fonction du nombre de Reynolds. Le tracé des interfaces a été effectué ligne par ligne sur l'imprimante du cal

culateur CII 10070. Ces figures montrent que lorsque le nombre de Reynolds augmente, l'interface subit des déformations accentuées et les particules ont tendance à se rapprocher de l'axe. Pour mieux comprendre l'effet de la géométrie sur la forme de l'interface, imaginons que les parois solides sont rectilignes, ce qui nous amènerait à l'écoulement de Poiseuille entre deux plaques parallèles. Dans ce cas, les lignes de courant sont des droites et le profil parabolique des vitesses amènera les particules sur un ensemble de surfaces paraboliques.

Si maintenant on considère le conduit non prismatique, les lignes de courant allongées et la distribution des vitesses provoquera des modifications substantielles.

Les figures 122 , 123 , 124 , 125 , expliquent mieux encore la déformation de l'interface en fonction du nombre de Reynolds. En effet, dans ces figures, nous voyons apparaître en même temps les lignes de courant. Leur géométrie reste invariable jusqu'au nombre de Reynolds égal à 10 à peu près ; par la suite, l'apparition des rouleaux laminaires ($R_e = 40$, $R_e = 100$) crée des zones mortes, inaccessibles aux particules interfaciales. L'écoulement se concentre alors, près de l'axe, et il en résulte une déformation importante de la forme de l'interface.

Disposant de la distribution des vitesses, nous sommes maintenant en mesure de décrire en détail la cinématique des interfaces.

Tout d'abord, le temps τ de la traversée pour chaque particule de l'élément du conduit en fonction du nombre de Reynolds, va nous donner une information globale sur la cinématique des interfaces. La figure 126 précise les coordonnées des particules dans la section rétrécie.

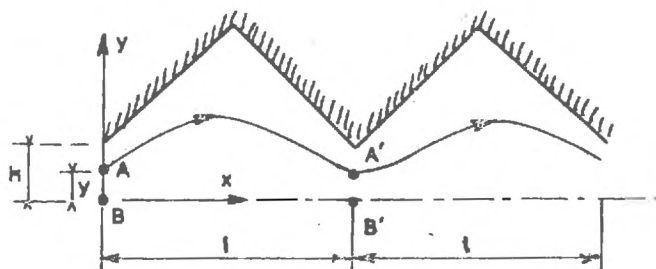


Figure 126.

A la sortie du programme, nous disposons du temps adimensionnel $U\tau/L$ de passage de A à A'. Nous pouvons ainsi définir pour chaque particule une vitesse moyenne caractéristique $\bar{V}(y) = \ell/\tau$.

Dans le tableau suivant, nous rapportons le nombre adimensionnel $U\tau/L$ et la vitesse moyenne adimensionnelle $\bar{V}(y)/U$ en fonction des coordonnées de la particule et du nombre de Reynolds.

y h	$R_e = 1$		$R_e = 10$		$R_e = 40$		$R_e = 100$	
	$U\tau/L$	\bar{V}/U	$U\tau/L$	V/U	$U\tau/L$	\bar{V}/U	$U\tau/L$	\bar{V}/U
012	2,035	0,556	2,025	0,559	1,790	0,632	1,450	0,781
138	2,045	0,553	2,035	0,556	1,810	0,625	1,470	0,770
262	2,145	0,528	2,135	0,530	1,920	0,590	1,560	0,726
388	2,340	0,484	2,350	0,482	2,150	0,527	1,755	0,645
512	2,715	0,417	2,755	0,411	2,575	0,440	2,095	0,540
648	3,455	0,328	3,535	0,320	3,405	0,332	2,713	0,417
732	4,985	0,265	4,415	0,256	4,320	0,262	3,340	0,339
762	5,135	0,220	5,330	0,212	5,260	0,215	3,930	0,288
782	5,695	0,199	5,940	0,191	5,890	0,192	4,310	0,263

A partir de ces résultats, nous avons tracé dans la figure 127 d'une part la variation du nombre $U\tau/L$ le long de l'axe en fonction du nombre de Reynolds et d'autre part la distribution des vitesses moyennes $\bar{V}(y)/U$ dans la section rétrécie.

Ces corrélations nous permettent de distinguer les différents régimes d'écoulement. En effet, nous constatons que pour les nombres de Reynolds inférieurs à 10, le nombre $U\tau/L$ reste pratiquement constant. Cela signifie que dans cette gamme de vitesses, l'interface garde une forme indépendante du nombre de Reynolds. Sa vitesse de déplacement et

de déformation est proportionnelle au débit. Toujours aux faibles nombres de Reynolds, l'examen du profil des vitesses moyennes, nous montre que ce profil est parabolique de la forme $\bar{V}(y) = V_{\max} \{1 - (y/h)^2\}$ où V_{\max} est la vitesse sur l'axe. Ceci montre que lorsque la loi de Darcy est valable, nous pouvons étudier le même phénomène dans un conduit ou un tube capillaire (régime de Poiseuille).

Lorsque le nombre de Reynolds augmente, nous constatons que le nombre Ur/L diminue. Ceci montre que l'interface avance plus vite près de l'axe, où elle subit de grandes déformations. L'examen du graphe montre cependant une tendance asymptotique, lorsque le nombre de Reynolds devient très grand. Le point de flexion se situe à peu près au nombre $R_e = 40$.

En même temps, les effets non linéaires provoquent un profil de vitesse effilé et concentré autour de l'axe. Ceci montre que la géométrie non cylindrique et l'influence des non-linéarités pourraient être étudiés dans un tube capillaire équivalent, mais avec une distribution de vitesses, effilée (THIRRIOT, 1973, [88]).

Le cinématique que nous venons d'étudier est valable lorsque l'interface ne constitue pas un lieu géométrique de discontinuité. Toutefois, si on essaie de déplacer le fluide en place par injection, à un nombre de Reynolds donné, d'un fluide plus ou moins visqueux, la cinématique de l'interface va être profondément remaniée en fonction du contraste de viscosité entre les deux fluides. Examinons donc maintenant l'influence du contraste de viscosité sur la forme et le déplacement d'une interface.

XI.2. DEPLACEMENT D'UN FLUIDE VISQUEUX PAR UN AUTRE DANS UNE SUCCESSION PERIODIQUE DE PORES

Disposant de l'algorithme numérique DIPHA-I.V.P., nous allons étudier en détail l'influence du nombre de Reynolds et du contraste des viscosités sur le déplacement d'un fluide visqueux par un autre.

Dans un premier temps, nous allons examiner l'influence des conditions aux limites sur la forme de l'interface et la distribution des vitesses. Nous étudions ensuite le rôle du contraste des viscosités sur le mécanisme du déplacement.

XI.2.1. Influence des conditions aux limites

Théoriquement, l'étude du problème porte sur une succession périodique de convergents et divergents. Toutefois, dans la pratique du calcul numérique, nous nous sommes limités à deux éléments de longueur égale à deux fois la longueur d'onde λ . Ce choix a été motivé par des critères d'économie du calcul en temps réel, puisque la mise en série d'autres éléments ne pose aucun problème théorique. Nous avons vu comment dans le cas de l'écoulement d'un fluide unique, la périodicité des conditions aux limites nous a permis d'obtenir un régime d'écoulement périodique. Pour le problème diphasique, le choix de deux éléments pourrait apparaître arbitraire en ce qui concerne les conditions d'entrée et de sortie des interfaces.

C'est pour cela que dans une première étape, nous nous sommes efforcés d'étudier l'influence de la forme initiale de l'interface à l'entrée et la distribution des vitesses à la sortie du domaine sur l'allure du phénomène.

Comme le montre la figure 128 nous avons examiné trois formes de l'interface à l'entrée et trois types de distribution des vitesses à la sortie.

obtenue en doublant le nombre des particules interfaciales : 84 particules ont été utilisées dans le cas de la figure 133 a, et nous pouvons constater qu'en reprenant le calcul avec 168 particules (figure 133 b) on trouve pratiquement le même résultat.

A la suite de ces essais préliminaires, nous avons décidé d'imposer à la sortie la distribution des vitesses qui correspondent au régime permanent et périodique et au nombre de Reynolds défini dans le fluide en place.

XI.2.2. Mécanismes fondamentaux du déplacement d'un fluide visqueux par un autre.

Nous arrivons maintenant au coeur du problème que nous nous sommes posé dans la deuxième partie de notre travail. A l'aide de la simulation numérique, nous allons examiner la répartition des pressions et des vitesses au voisinage d'une interface diphasique soumise à des accélérations et décélérations dans une succession de pores. Pour mieux comprendre les mécanismes de base qui règlent le phénomène, nous allons distinguer les écoulements à grand nombre de Reynolds et les déplacements à nombre de Reynolds modéré. Dans le premier cas, les forces d'inertie en liaison avec la géométrie feront apparaître certains aspects assez inattendus, liés à l'apparition de tourbillons dans le fluide le plus visqueux.

Dans les deux cas, le paramètre fondamental sera le contraste de viscosité entre les deux fluides, qui fixera la morphologie et la structure hydrodynamique du phénomène. Le temps interviendra aussi pour mettre en évidence d'une part le déplacement instationnaire de l'interface jusqu'à la percée de la section de sortie, et d'autre part

l'établissement du régime permanent ; à ce stade là, les deux fluides sont mis en mouvement annulaire ; le fluide injecté occupe une zone vive d'écoulement que l'on pourrait assimiler à un tube à parois élastiques. Le long de ces parois, une activité tangentielle se développe, due au contraste de viscosité.

Pour mieux illustrer nos résultats, nous allons choisir deux nombres de Reynolds caractéristiques : le premier en plein régime non linéaire, égal à 100 et le second à régime linéaire égal à 10. Pour chaque cas, nous allons modifier la viscosité du fluide en place, afin d'examiner l'influence du contraste de viscosité sur l'avancement de l'interface et la répartition des vitesses et des pressions. Chaque fois, nous traiterons à fond le cas d'un contraste de viscosité caractéristique et nous présenterons les visualisations automatiques des interfaces et des lignes de courant concernant les contrastes intermédiaires.

A la fin, nous donnerons les graphes réunissant l'influence du contraste de viscosité et du nombre de Reynolds sur la récupération du fluide en place.

XI.2.2.a. Nombres de Reynolds élevés

Ayant fixé le nombre de Reynolds du fluide injecté égal à 100, nous avons choisi d'examiner en détail le cas $M = 10$. Ce contraste est caractéristique : en effet, les résultats expérimentaux que nous allons présenter dans le chapitre suivant et les informations provenant de la littérature ([57]) montrent que le contraste $M = 20$ environ, est très près du cas asymptotique $M = \infty$. Ceci est dû au fait qu'en réalité le contraste de viscosité intervient dans les équations par l'inter-

médiaire de l'expression $\frac{M}{M+1}$ [57]. Le cas $M = 10$ se situe donc

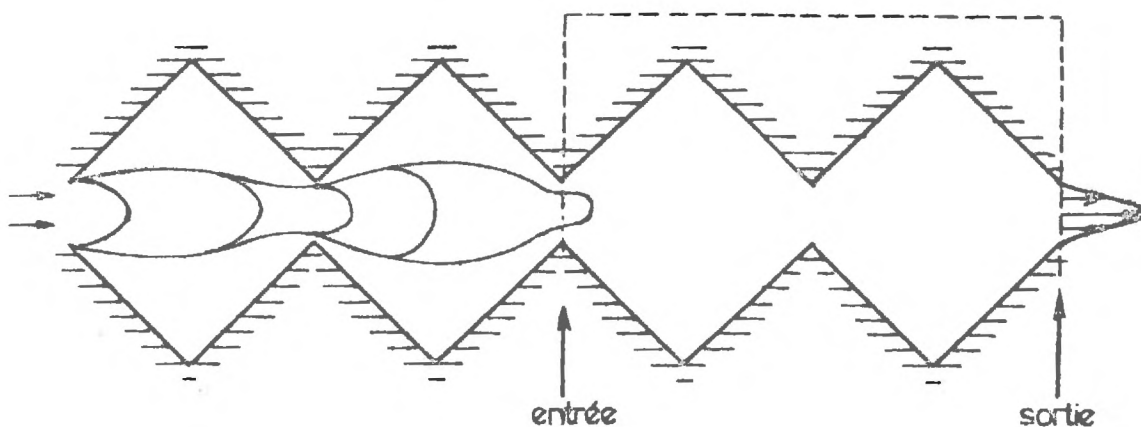
près de la limite $M = \infty$.

Nous allons examiner successivement :

- la chronologie et les trajectoires des particules interfaciales,
- l'évolution des lignes de courant dans le temps,
- la distribution des vitesses et des pressions.

La figure 134a montre l'évolution de l'interface dans le temps. En fait, il s'agit du aigramme horaire des particules qui composent l'interface. On peut constater tout l'avantage de l'utilisation des coordonnées Lagrangiennes, qui permettent de tracer par interpolation les trajectoires des particules interfaciales.

Précisons que les conditions initiales des vitesses et des pressions à l'intérieur du fluide en place, correspondent au régime périodique et permanent et à une viscosité 10 fois plus grande que celle du fluide injecté. Du point de vue physique, ceci équivaut approximativement à la mise en mouvement du fluide dans les deux éléments que nous considérons, par injection du fluide poussant à une date antérieure dans la succession périodique des pores et à l'amont de l'entrée.



Comme nous l'avons montré dans le paragraphe X.2.1, la forme de l'interface initiale à l'entrée et la distribution des vitesses à la sortie, n'ont pas une influence décisive sur le développement du phénomène. Nous avons choisi en général, une interface d'entrée du type (b) et la distribution des vitesses à la sortie correspond au régime permanent et périodique du fluide en place. Nous précisons aussi que le nombre total des particules que nous avons représenté dans la figure 134 a est la moitié du nombre qui a été retenu pour le calcul.

Examinons maintenant le diagramme chronologique de la figure 134 a. La forme des trajectoires des particules de l'interface, démontrent toute la difficulté rencontrée par les particules du fluide injecté pour déloger le premier fluide. En fait, on doit concilier deux tendances contradictoires. D'une part les particules du fluide en place freinées par les formes de viscosité ont tendance à suivre le pourtour des parois solides. D'autre part, l'inertie importante dans le fluide injecté tend à ramener ses particules autour de l'axe où il se crée une zone d'écoulement vif. Si les deux tendances sont en conflit surtout dans les parties convergentes et divergentes et près de la section élargie, elles se concilient au voisinage du col où il résulte une grande accélération des molécules du fluide poussant.

Le mécanisme du déplacement paraît mieux encore dans la figure 134 b, où nous avons représenté l'évolution des lignes de courant en même temps que des particules de l'interface, en fonction du temps. Au premier temps ($t = 0,40, 1,60$) l'effet de l'injection se fait sentir nettement et nous pouvons remarquer que les lignes de courant à l'intérieur de la bulle tendent à se placer autour de l'axe et ils se raccordent sur l'interface avec les lignes de courant courbes du fluide en place.

Il est bien évident que l'interface n'est pas une ligne de courant mais un front de discontinuité délimitant deux domaines où la diffusion due aux forces de viscosité est différentes. Au fur

et à mesure que l'interface avance, on peut constater que les particules qui se trouvent derrière le front ont tendance à se placer le long des lignes de courant.

En même temps, nous constatons que dans la partie divergente du premier élément et à l'intérieur du fluide en place, il se forme un tourbillon visqueux. Ce tourbillon apparaît au temps $t = 2,0$ environ et il augmente progressivement de volume et d'intensité. Toutefois, son intensité reste particulièrement faible et au temps $t = 3,54$, elle est de 2×10^{-3} . Nous reviendrons sur les incidences de ce tourbillon sur la forme de l'interface, lorsqu'on étudiera le régime permanent; mais déjà disons que les caractéristiques du tourbillon visqueux sont loin d'être comparables à celles observées en écoulement monophasique. En fait, l'origine physique des deux types de tourbillon est différente : en écoulement monophasique, c'est le rapport entre les forces d'inertie des particules fluides sur les forces de viscosité qui, en liaison avec la géométrie du domaine, provoquent un écoulement séparé. Dans le cas du déplacement d'un fluide visqueux par un autre, c'est l'effort tranchant au voisinage de l'interface qui met en mouvement tourbillonnaire les particules du fluide visqueux. Autrement dit, les forces d'inertie qui provoquent le décollement dans le fluide visqueux ne sont pas dues au mouvement propre à ces particules, mais elles viennent de la zone vive d'écoulement du fluide poussant. Nous remarquons d'ailleurs que le point d'arrêt du tourbillon visqueux se trouve très près de l'interface.

Examinons maintenant la distribution des vitesses en écoulement non stationnaire. Dans la figure 135 nous avons représenté les vecteurs vitesse qui correspondent au temps $t = 2,0$. A cet instant, l'interface vient de franchir le col médian et sa configuration apparaît dans la même figure. Nous pouvons remarquer les aspects saisissants du mécanisme du déplacement. Derrière la tête de l'interface et dans le premier élément, il se crée un écoulement annulaire et la totalité presque du débit s'écoule dans la zone vive à l'intérieur du fluide poussant. Dans le domaine occupé par le fluide en place,

la viscosité élevée crée de véritables zones mortes. Autour de la tête de l'interface, nous pouvons constater de manière significative, les deux tendances contradictoires du mouvement des particules des deux fluides : d'une part le fluide injecté tend à occuper la partie axiale du conduit, et d'autre part les particules du fluide visqueux sont expulsées mais elles tiennent à suivre la géométrie de la frontière macroscopique : il en résulte des profils de vitesse très aplatis.

Examinons maintenant la distribution des pressions. La figure 136 représente la distribution du produit $C_p \cdot R_e$ sur l'axe et sur les parois solides. Près de la section rétrécie, nous constatons une brusque chute de la pression due à la forte augmentation de l'énergie cinétique. Sur l'axe, juste après le col, la pression subit une augmentation que l'on pourrait extrapoler jusqu'au front de l'interface. A ce niveau, une brusque chute de la pression se produit, due au contraste des viscosités. En effet, ce saut de pression est nécessaire pour compenser la discontinuité des contraintes normales. Pour vérifier, reprenons la condition de raccordement des contraintes visqueuses, selon la direction normale à l'interface. Si u_n est la vitesse perpendiculaire à l'interface et en considérant les variables adimensionnelles, nous aurons :

$$p^{(1)} - p^{(2)} = \frac{1}{R_e} \left\{ \frac{\partial u_n^{(1)}}{\partial n} - M \frac{\partial u_n^{(2)}}{\partial n} \right\} \quad (\text{XI.2.1})$$

Pour examiner la validité de la relation (XI.2.1) nous avons tracé dans la figure 137 la distribution des vitesses longitudinales sur l'axe. Nous avons pu calculer ainsi les dérivées

$$\frac{\partial u_n^{(1)}}{\partial n} \quad \text{et} \quad \frac{\partial u_n^{(2)}}{\partial n} \quad \text{au point } x/\ell = 0,50 \quad \text{qui coïncide avec une précision de l'ordre de } O(\Delta x) \quad \text{avec le front de l'interface. Avec } M = 10$$

nous avons :

$$\frac{\partial u_n^{(1)}}{\partial n} - M \frac{\partial u_n^{(2)}}{\partial n} \approx 14,5$$

D'autre part, à partir de la figure 136 nous avons $(p^{(1)} - p^{(2)}) \times R_e \approx 14$. Nous constatons donc que la condition (XI.2.1) est remplie avec une bonne approximation.

Au cours des essais numériques et en considérant des contrastes de viscosité plus élevés encore ($M = 30$) nous avons pu constater que la méthode DIPHA-I.V.P. nous conduit à des résultats satisfaisant et avec une approximation de l'ordre de $O(\Delta x)$ en ce qui concerne les conditions de raccordement des contraintes visqueuses sur l'interface.

Examinons maintenant la variation de la perte de pression par longueur d'onde λ , en fonction du temps. Dans la figure 138 nous constatons que le produit $C_{p\lambda} \times R_e$ est très élevé au début de l'injection et après une stabilisation partielle à la percée de la section de sortie il tend vers une valeur limite, qui correspond au régime permanent. Toutefois, cette valeur est à peu près deux fois plus grande que celle de l'écoulement monophasique correspondant au même nombre de Reynolds. Ceci est facilement concevable puisque dans le cas de l'écoulement diphasique, une pression plus élevée est nécessaire pour la mise en mouvement du fluide plus visqueux qui reste temporairement bloqué.

Examinons maintenant l'effet du contraste de viscosité sur le mécanisme du déplacement instationnaire. Reprenons la même expérience mais cette fois-ci la viscosité du fluide en place est deux fois ^{moins} plus élevée ; nous avons donc $M = 5$. Les figures 139 a, b nous montrent les diagrammes chronologiques des particules interfaciales, jusqu'à la percée du front à la sortie. Nous pouvons constater que les particules du fluide injecté viennent se placer autour de l'axe avec une plus grande facilité que dans le cas $M = 10$, puisqu'elles rencontrent une moindre résistance de la part du fluide en place. Ceci apparaît plus clairement dans les figures 140 a, b où nous donnons l'évolution des lignes de courant dans le temps.

Dans ces figures, nous constatons l'apparition d'un tourbillon dans le fluide visqueux au temps $t = 1,0$ environ. Le centre de ce tourbillon se trouve assez loin de l'interface, mais il s'en approche de plus en plus. Juste après la percée ($t = 3,49$) un autre tourbillon visqueux apparaît dans le deuxième élément du conduit.

Examinons à présent sur cet exemple, l'établissement du régime permanent. En poursuivant l'injection après la percée jusqu'au temps $t = 6,75$, nous obtenons la morphologie de l'écoulement qui apparaît dans les figures 141 a, b. Dans cette figure, nous remarquons qu'à partir du temps $t = 3,40$, les particules interfaciales sont prises dans le rouleau visqueux dont le mouvement circulatoire provoque la rupture de l'interface dans le premier élément. Toutefois, le rouleau visqueux n'est pas exclusivement responsable de ce type d'instabilité puisque nous pouvons remarquer qu'à partir du temps $t = 5,40$ une instabilité semblable se développe dans le deuxième élément à l'intérieur duquel le rouleau visqueux se trouve assez loin de l'interface. Nous sommes alors amené à attribuer ce type d'instabilité au mouvement relatif entre les couches fluides au voisinage de l'interface, les unes accélérées (dans le fluide injecté) et les autres freinées par la viscosité importante du fluide en place. La source de cette instabilité réside donc dans l'énergie cinétique des différentes couches fluides en mouvement relatif.

Nous pensons que l'instabilité observée présente des analogies avec l'instabilité dite de KELVIN-HELMHOLTZ. Cette instabilité est caractérisée par le nombre de RICHARDSON $J = g(\alpha_1 - \alpha_2)/\alpha_1\alpha_2(U_1 - U_2)$ où g est l'accélération de la pesanteur, α_1 , α_2 les rapports des masses volumiques définies comme $\alpha_1 = \rho_1/\rho_1 + \rho_2$ et U_1 et U_2 les vitesses des deux fluides. Ce nombre représente les rapport entre les forces de pesanteur et les forces de frottement.

Il serait intéressant de comparer l'écoulement pseudo stationnaire diphasique à l'écoulement permanent et périodique qui correspond au même nombre de Reynolds. Dans la figure 142 nous comparons les profils des vitesses longitudinales en régime permanent. Nous

constatons qu'en écoulement diphasique, la concentration du débit vers la partie axiale du conduit provoque une augmentation sensible des vitesses. Par contre, dans les zones occupées par le fluide visqueux, les vitesses sont très faibles et il n'apparaît pas d'inversion de sens des vitesses. Le décollement dû au tourbillon visqueux est presque imperceptible, puisque les vitesses de circulation y sont de l'ordre de 10^{-3} . Nous pouvons donc nous rendre compte que le calcul numérique est un moyen d'observation plus puissant que la visualisation directe. Il permet la mise en évidence d'un rouleau à très faible vitesse dans le fluide le plus visqueux dont l'existence serait imperceptible expérimentalement.

Dans la figure 143 nous comparons la distribution des pressions sur l'axe et sur la paroi en régime permanent. Nous constatons que la chute de la pression au voisinage du col est plus forte dans le cas diphasique. En plus, la présence de l'interface près des parois, dans la section du col, crée une discontinuité locale sur la pression.

Pour en finir avec l'examen du phénomène à grands nombres de Reynolds et pour pouvoir se raccorder plus facilement au cas limite $M = 1$, $R_e = 100$ que nous avons examiné dans le paragraphe X.1., nous présentons dans les figures 144, 145, les interfaces et l'évolution des lignes de courant pour le cas $M = 2,5$, $R_e = 100$. Nous constatons cette fois-ci que la viscosité réduite du fluide en place permet la mise en mouvement du tourbillon visqueux plus facilement. Son intensité à la percée du front est de $- 8 \times 10^{-3}$.

Dans le cas $M = 1$, $R_e = 100$ (voir figure 125) l'intensité du tourbillon est $- 0,06$ et les zones occupées par les lignes de courant fermées sont inaccessibles aux particules de l'interface. Nous arrivons donc à la conclusion assez surprenante qu'aux grands nombres de Reynolds la récupération du fluide en place augmente lorsque M augmente. L'explication se trouve dans les rouleaux qui se forment à l'intérieur du fluide visqueux et qui constitue un véritable piège tournant. Nous reviendrons sur l'aspect quantitatif de cette question dans le paragraphe XI.2.3. où nous ferons la

synthèse de l'influence des nombres M et R_e sur la récupération du fluide en place. Examinons maintenant le mécanisme du déplacement aux faibles nombres de Reynolds.

XI.2.2.b. Faibles nombres de Reynolds

Dans la plupart de nos essais, nous nous sommes placé dans le cas où le fluide en place était plus visqueux que le fluide injecté. Ceci a été motivé par le souci de simuler numériquement la situation qu'on rencontre au cours de la récupération des hydrocarbures visqueux par injection de produits peu visqueux. Mais pour les faibles nombres de Reynolds, il nous a paru significatif d'examiner en détail le cas où le fluide injecté est plus visqueux que le fluide en place et nous avons ainsi choisi $R_e = 10$ et $M = 0,25$. Nous analysons par la suite l'effet du contraste des viscosités jusqu'à $M = 10$, en passant évidemment par le cas limite $M = 1$ que nous avons déjà présenté au paragraphe XI.1.

● Cas $R_e = 10, M = 0,25$

La figure 146 présente le diagramme chronologique et les trajectoires des particules interfaciales dans le cas $M = 0,25$. Etant donné que la viscosité du fluide poussant est quatre fois plus grande que celle du fluide en place, nous constatons que dans le premier élément, les particules de l'interface tendent à envahir le plus profondément possible les zones occupées par le fluide en place. Toutefois, arrivées au col, c'est plutôt au voisinage de l'axe que ces particules se concentrent. L'explication de ce paradoxe est fournie dans la figure 147 où on peut voir l'évolution des lignes de courant en fonction du temps. Nous pouvons constater que même aux premiers temps de l'injection ($t = 0,40, 1, 60$) la faible viscosité du fluide en place conduit à des rouleaux dans les deux éléments du conduit, car en effet le nombre de Reynolds équiva-

lent au fluide en place est $R_e = 40$. Au fur et à mesure que l'interface avance, les rouleaux dans le premier élément diminuent de taille et d'intensité et le fluide est expulsé dans le deuxième élément ; toutefois, l'accélération des particules fluides dans le deuxième élément suivi par le passage du front derrière le col ($t = 2,80$) provoque l'augmentation en taille et intensité des rouleaux du fluide en place. Les zones inaccessibles au fluide poussant étant élargies, l'interface se concentre donc au voisinage de l'axe.

Il est évident que ce phénomène se produit au cours du déplacement instationnaire. En effet, nous pouvons constater que dans le premier élément, le fluide en place est expulsé petit à petit, et les tourbillons tendent à disparaître, car alors on se rapproche de l'écoulement monophasique à $R_{e1} = 10$ où les rouleaux sont imperceptibles. Toutefois, cet exemple illustre bien toutes les difficultés d'interprétation des résultats des expériences sur modèle physique, lorsque deux fluides sont en mouvement simultané : même aux faibles nombres de Reynolds, lorsque le fluide en place est peu visqueux, les tourbillons qui apparaissent peuvent conduire à un piégeage important du fluide en place.

La figure 148 montre la distribution des vecteurs vitesse au temps $t = 2,40$. Dans le premier élément, nous pouvons constater que les profils des vitesses sont très aplatis, les molécules du fluide injecté ayant tendance à occuper le pore dans toute sa largeur. Dans le deuxième élément, l'interface glisse en quelque sorte autour de l'axe à cause de la faible viscosité du fluide en place. Ceci devient plus compréhensible dans la figure 149 où nous avons représenté l'évolution des pressions sur l'axe et sur les parois solides. Nous constatons que juste après le col, la pression est particulièrement faible et sur l'axe elle est pratiquement nulle. En tout cas, elle est beaucoup plus faible que dans l'écoulement monophasique permanent qui correspond au même nombre de Reynolds (figure 149). Ceci est compréhensible, puisque la faible

viscosité du fluide en place, facilite la pénétration du fluide injecté. Dans la figure 150 nous avons tracé la variation de la perte de pression globale en fonction du temps. Nous remarquons que la pression augmente au fur et à mesure que le fluide en place est expulsé et elle reste beaucoup plus faible que dans l'écoulement monophasique.

Examinons maintenant l'effet de l'augmentation de la viscosité du fluide en place. Les figures 151, 152, 153, donnent les tracés des interfaces lorsque $Re_1 = 10$ et $M = 2,5, 5,0$ et $10,0$ respectivement. Nous constatons que lorsque le contraste de viscosité augmente, les zones vives d'écoulement se concentrent de plus en plus autour de l'axe et par conséquent la récupération du fluide en place diminue. Ceci apparaît mieux encore dans les figures 154, 155, 156, où nous présentons les lignes de courant. Nous pouvons constater qu'aux faibles nombres de Reynolds, l'influence du contraste de viscosité ne se fait pas sentir de manière spectaculaire. Nous allons examiner maintenant son influence de manière quantitative.

XI.3. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS ET DU CONTRASTE DE VISCOSITE

Pour étudier la cinématique de l'interface, nous avons choisi de suivre les variations du nombre adimensionnel $T = Q\tau/\Omega$ en fonction du contraste de viscosité et du nombre de Reynolds. Q est le débit d'injection, τ la période de passage de l'interface à travers les éléments convergents-divergents et Ω le volume de chaque élément. D'une manière générale, le nombre T caractérise l'échelle de temps. Mieux encore, il nous donne des informations globales puisqu'il fixe le taux de récupération du fluide en place, qui en définitive est directement lié aux déformations de l'interface. Lorsque $T = 1$ la récupération est totale et si T reste constant, cela signi-

fie que l'interface garde la même forme géométrique.

Le nombre T étant fonction de deux paramètres M et R_e , la manière la plus simple pour étudier leur influence sur T est de faire varier l'un, l'autre étant maintenu constant. Dans la figure 157 nous présentons la variation du nombre T en fonction du nombre Reynolds pour $M = 1,0$, $M = 5,0$ et $M = 10$.

D'une manière générale, nous constatons que pour $M = Cte$, la récupération diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente. Ceci est facilement concevable puisque d'après les résultats de visualisation que nous avons présenté dans les paragraphes précédents, nombre de Reynolds élevé signifie augmentation de volume des rouleaux limitant le fluide piégé cinématiquement, concentration des zones vives de l'écoulement près de l'axe.

La pente des lignes $M = Cte$ diminue lorsque M augmente : pour $M = 10$, l'influence du nombre de Reynolds est presque imperceptible. Cela signifie que $M = 10$ est très proche du cas asymptotique $M = \infty$.

Dans la figure 157 nous pouvons aussi constater que jusqu'au nombre de Reynolds $R_e = 35$, à peu près, la récupération diminue lorsque pour le même nombre de Reynolds, M augmente. Toutefois, cette tendance se renverse pour $R_e > 35$. L'explication de ce résultat trouve son origine à l'apparition des tourbillons laminaires : plus M est faible et plus les tourbillons sont gros et provoquent une diminution du taux de récupération.

Ceci apparaît aussi dans la figure 158 où nous avons tracé la variation du nombre T en fonction du contraste de viscosité, à $R_e = cte$. Nous pouvons constater que l'influence du nombre de Reynolds se fait sentir surtout aux faibles contrastes de viscosité tandis que pour $M = 10$, les phénomènes de déformations de l'interface semblent être indépendants du nombre R_e . En comparant les figures 157 et 158 nous pouvons aussi constater que dans la zone de la loi des pertes de charge linéaires ($R_e < 10$) le contraste de viscosité a peu d'influence sur le taux de récupération du fluide en place.

Pour en terminer avec les graphes de synthèse nous présentons dans la figure 159 la variation du produit $C_p R_e$ à la percée du front dans la section de sortie en fonction du contraste de viscosité M et du nombre de Reynolds. Nous pouvons constater que pour $R_e = \text{cte}$, la perte de pression augmente en fonction du nombre M avec une tendance vers une valeur asymptotique pour $M \rightarrow \infty$. L'augmentation de la pression que nous constatons est due à l'augmentation de la viscosité du fluide en place qui nécessite une énergie de plus en plus grande pour sa mise en mouvement.

En faisant ainsi la synthèse des résultats numériques, on peut se demander si les conclusions dégagées peuvent avoir une valeur définitive. La réponse doit être prudente, lorsqu'on remarque que les résultats ci-dessus sont valables pour une géométrie bien particulière, et surtout en négligeant l'influence de la tension interfaciale T_s .

Si dans la simulation numérique, la prise en compte des forces de tension interfaciale nécessite un plus grand raffinement du traitement de l'interface, nous allons voir que pendant l'étude expérimentale du problème que nous allons exposer maintenant, les forces de surface interviennent de manière tout à fait naturelle.

CHAPITRE XII

ETUDE EXPERIMENTALE DU DEPLACEMENT D'UN FLUIDE PAR UN AUTRE
 DANS UN MODELE ANALOGIQUE D'UNE SUCCESSION DE PORES

Nous allons décrire maintenant les conditions expérimentales qui nous ont permis de construire un modèle physique représentant par analogie une succession périodique de pores. La figure 160 précise les paramètres et les conditions aux limites du problème expérimental.

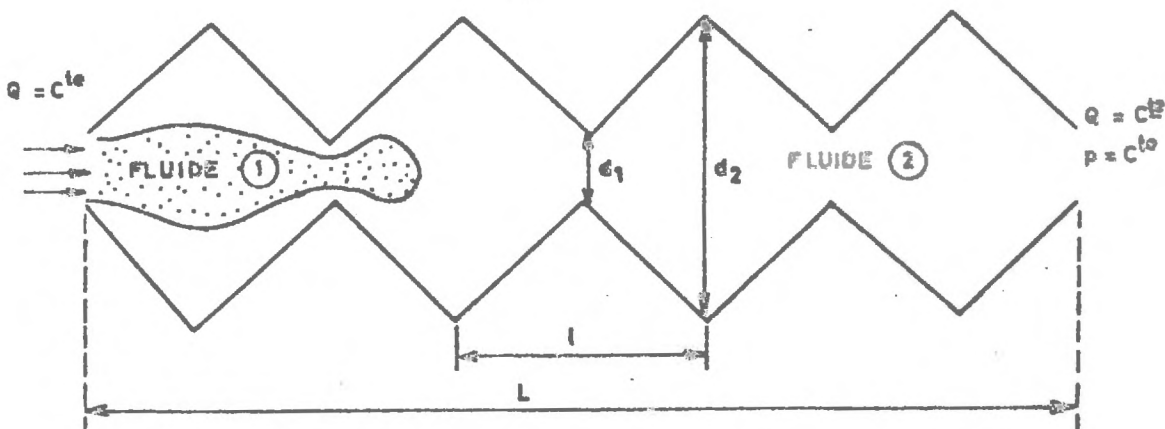


Figure 160.

Avant de présenter la méthodologie expérimentale et les résultats obtenus, nous allons rappeler que par le biais de l'analogie le modèle représente un ensemble d'interstices d'un solide poreux, sans interconnexions latérales. Le tableau ci-dessous, résume l'analogie entre la géométrie du modèle et le milieu poreux.

Modèle	Milieu poreux
d_1	diamètre minimal des pores
d_2	diamètre maximal des pores
ℓ	dispersion de la fonction de distribution des pores
L	TL'

t étant la tortuosité et L' la longueur de l'échantillon naturel.

Pour les milieux poreux naturels ayant une porosité entre 10 % et 50 % et une surface spécifique volumique de l'ordre de 10^2 à 10^4 cm²/cm³, d_1 varie généralement entre 1 et 100 microns et les rapports d_2/d_1 et ℓ/d_1 entre 1 et 10. Au cours de la construction du modèle physique, nous nous sommes efforcés de respecter ces limites de similitude géométrique. Dans ce chapitre, nous allons présenter la réalisation du modèle et les résultats que nous avons obtenus. Dans une dernière étape, nous comparerons les résultats expérimentaux aux résultats du calcul numérique.

XII.1. METHODOLOGIE EXPERIMENTALE

XII.1.1. La construction du modèle analogique

Pour avoir une visualisation parfaite du phénomène et éviter les effets de la distorsion optique, nous sommes amené à construire un modèle plan et transparent de type Hele-Shaw mais à large entrefer.

La mouillabilité, liée à l'état des parois du modèle étant un facteur prépondérant pour le déroulement du phénomène, l'ensemble expérimental a été prévu facilement démontable ; nous avons pu ainsi reconstituer l'état initial des surfaces à l'issue de chaque essai.

En pratique, le modèle est formé par deux plaques rectangulaires en plexiglas de 20 mm d'épaisseur, qui écrasent deux éléments découpés en dents de scie en plexiglas également, de 10 mm d'épaisseur. Ces éléments forment les parois d'un canal plan et non cylindrique, dont la largeur varie entre 2,5 et 18,50 cm avec une période de 16,0 cm sur une longueur totale de 140 cm. La photographie 1 ci-contre, donne une vue partielle du modèle et de l'installation expérimentale.

La figure 161 montre les détails de construction du modèle suivant trois coupes.

L'étanchéité longitudinale est assurée par quatre joints toriques, posés à l'intérieur de quatre encoches rectifiées sur les côtés larges de deux cales en dural, rectangulaires de dimensions 1400 x 25 x 10 mm. Ces cales assurent l'espacement de 10 mm entre les deux plaques du modèle. L'ensemble des deux plaques est fixé sur deux cornières métalliques, soudées à l'intérieur des cornières principales (figure 161 , coupe transversale). La différence entre la hauteur des cornières permet la fixation de trois tubes fluorescents au-dessous du modèle, qui à l'aide d'un écran diffuseur placé en contact sur la plaque inférieure du modèle, assurent un éclairage convenable. On peut

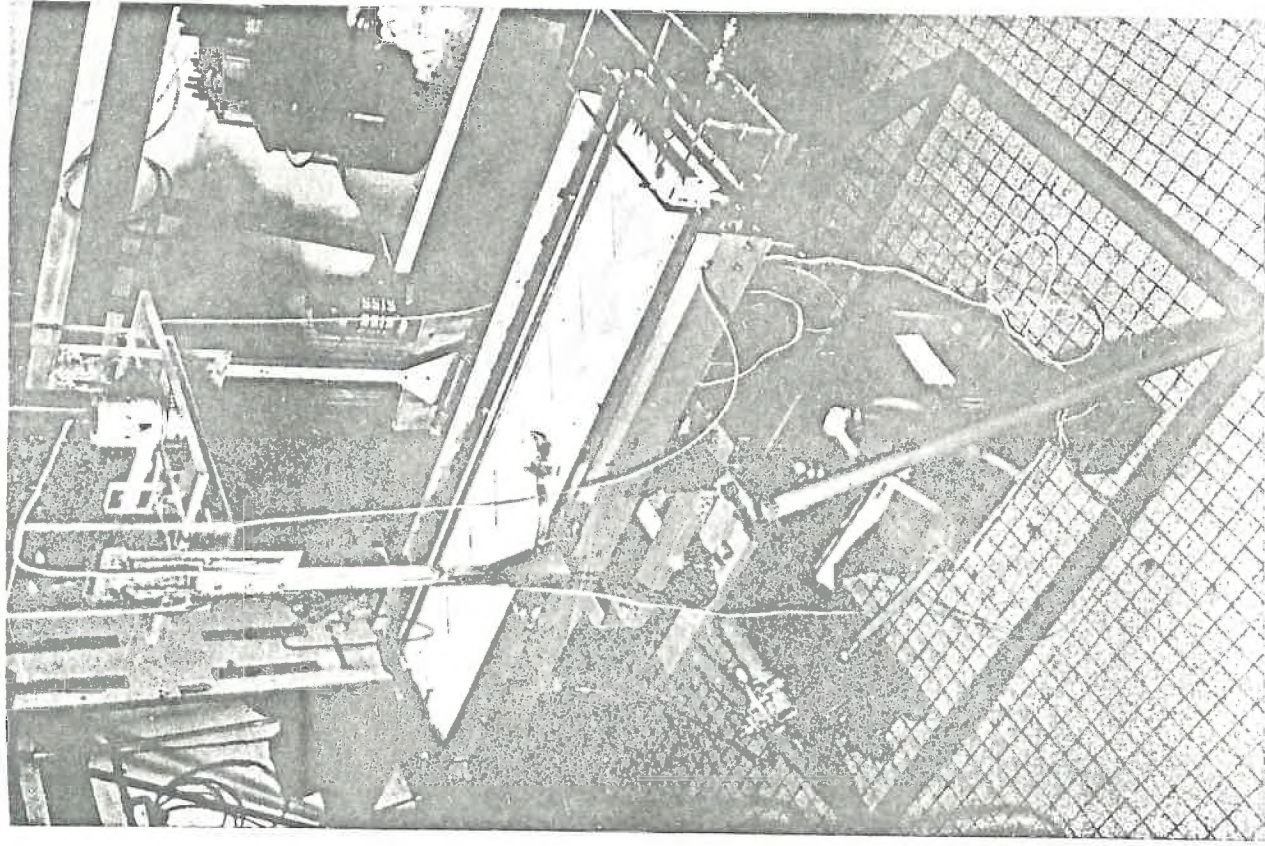


PHOTO 1

ainsi considérer que le canal d'écoulement et le système d'éclairage sont parfaitement encastrés sur un bâti métallique qui, à son tour, est monté sur une plateforme qui permet l'inclinaison variable de l'ensemble, au cours des opérations préliminaires à chaque essai.

Les embouts de l'entrée et de la sortie du modèle, ont pour fonction d'assurer les conditions aux limites appropriées au phénomène.

Ainsi, la répartition uniforme des vitesses du fluide injecté est assurée par un embout spécial en duralumin comprenant deux parties distinctes (figure 161). L'embout de sortie est un déversoir à niveau constant qui s'étend sur toute la largeur du modèle. On assure ainsi deux conditions essentielles : d'une part une distribution des pressions uniforme, et d'autre part de vitesses d'écoulement situées dans le plan du modèle, au voisinage de la sortie.

La figure 162 montre le schéma général de l'installation expérimentale.

Le circuit d'injection du fluide 1 comprend un certain nombre de pompes ZENITH à engrenages, qui assurent un débit constant et stable, même lorsque la pression aval varie d'une fraction de bar. En effet, au cours du déplacement du fluide en place, la résistance à la pénétration du fluide injecté diminue et le débit augmenterait, si la pression à l'amont était maintenue constante.

Suivant les recommandations du constructeur, les pompes ZENITH doivent fonctionner avec un fluide visqueux ; c'est pourquoi une huile visqueuse circule en permanence à travers les pompes et pousse l'eau injectée dans le modèle par l'intermédiaire des deux vases "tampon" couplés en parallèle. Un jeu de vannes permet l'utilisation d'un seul vase pour les débits modérés, tandis qu'aux forts débits, on augmente la capacité du système en couplant les deux vases en parallèle (figure 162).

XII .1.2. La méthode photographique et les mesures annexes

Compte tenu de la transparence du modèle, les expériences ont été directement enregistrées à l'aide d'un appareil photographique NIKON F Photomatic de 35 mm.

Placé sur un chariot mobile, cet appareil présente l'avantage de la commande à distance du déclenchement de son diaphragme suivant une fréquence voulue, ce qui nous a permis d'enregistrer le déplacement de l'interface à l'intérieur du modèle. Pour mieux repérer la position du ménisque dans l'espace, un quadrillage a été gravé sur la plaque supérieure du modèle, tandis que le temps est relevé par l'image photographique d'un chronomètre solidaire du chariot.

Les expériences sont ensuite reconstituées par projection des films enregistrés sur des feuilles de papier quadrillé, le quadrillage étant identique à celui qui a été gravé sur la plaque supérieure du modèle (échelle 1 : 1). Nous traçons ainsi le contour des interfaces en faisant coïncider auparavant le quadrillage projeté avec celui qui est dessiné. Nous lisons et nous notons le temps correspondant, fixé sur l'image du chronomètre. On obtient ainsi l'histoire du déplacement de l'interface à l'intérieur du canal.

Cette technique a été largement utilisée à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, au cours des essais effectués sur modèle Hele-Shaw [57], et compte tenu de la qualité de l'objectif utilisé (distorsion de 1 mm sur 50 cm de long) elle a toujours donné satisfaction.

Les mesures hydrauliques annexes comprennent les mesures du débit, des pressions et de température.

Mesure des débits

Les valeurs du débit ont été contrôlées suivant trois techniques :

1. Etalonnage des pompes ZENITH

L'indication du variateur des vitesses du groupe des pompes et le débit de circulation du fluide à travers les pompes ZENITH sont liés par une relation biunivoque et linéaire. Cette relation a été vérifiée au cours des essais d'étalonnage en utilisant une, deux ou quatre pompes en série ou en parallèle. La figure 163 donne les résultats des mesures d'étalonnage effectuées à l'aide de récipients gradués de capacités différentes. La relation linéaire a été parfaitement vérifiée.

2. Mesures directes

Au cours de nos essais de déplacement d'un fluide par un autre et après la percée du front à l'extrémité aval du modèle, nous avons mesuré directement le volume du fluide injecté au cours d'un certain temps. L'écart entre la valeur mesurée directement et celle déduite par la courbe d'étalonnage n'a jamais dépassé 2 %.

3. Planimétrage des aires du fluide injecté reproduites d'après les films photographiques

En réalité, nous avons utilisé cette technique pour les déplacements au cours desquels la quasi totalité du fluide sur place est déplacée (faibles vitesses, faible rapport des viscosités). Dans ce cas, le film résiduel qui adhère sur les plaques du modèle est presque négligeable et nous avons pu ainsi constater que même en régime non permanent, les pompes fournissent un débit stable, qui coïncide à la lecture de la graduation du variateur des vitesses suivant la courbe d'étalonnage (écart observé < 5 %).

XII.1.3. Choix et caractéristiques des fluides

Le choix des fluides a été motivé par les conditions géométriques et dynamiques du phénomène que nous avons voulu reproduire. Plus spécialement nous nous sommes efforcés de satisfaire les conditions suivantes :

1/ Eviter une distorsion de l'interface due à la gravité, en ajustant des masses volumiques. En général, nous avons augmenté la masse volumique de l'huile en ajoutant à faible proportion, un solvant lourd le trichloréthane ($\rho = 1,32 \text{ g/cm}^3$), (son nom commercial est solvétane).

2/ Avoir les conditions de mouillabilité semblables pour tous les essais. Nous avons remarqué, au cours des expériences préliminaires, que le plexiglas présente une mouillabilité préférentielle plutôt à l'huile qu'à l'eau, même en état statique. Ainsi, pour tous les essais, le fluide sur place est une huile, tandis que le fluide poussant une solution aqueuse de Pluracol Kuhlmann V10.

3/ Compte tenu de la plage disponible des débits fournis par les pompes ZENITH, étaler la viscosité du fluide injecté, afin d'obtenir des régimes d'écoulement laminaires.

4/Ajuster le contraste de viscosité entre les deux fluides. Ceci a été possible en préparant une solution aqueuse en concentration variable de Pluracol Kuhlmann V10. A l'état pur, ce produit se présente comme une pâte très visqueuse.

Le tableau ci-dessous, résume les paramètres physiques des couples des fluides utilisés.

M	Fluides	ρ (g/cm ³)	μ (Poise)	T (dyn ⁵ /cm)
1,0	Solution de Pluracol	1,019	0,23	12,50
	Huile de silicone SI220	0,931	0,22	
1,4	Solution de pluracol	1,014	0,15	6,10
	Huile de parafine + solvétane	0,908	0,21	
2,5	Solution de pluracol	1,018	0,22	7,20
	Huile de parafine + solvétane	0,940	0,54	
5,0	Solution de pluracol	1,018	0,22	8,80
	Huile de mayoline + solvétane	0,919	1,04	
30,0	Solution de pluracol	1,018	0,22	11,85
	Huile de parafine + solvétane	0,943	6,45	
100,0	Solution de pluracol	1,011	0,094	14,0
	Huile de parafine + solvétane	0,949	9,50	

L'huile que nous avons utilisée est en général de l'huile de parafine ou de mayoline, sauf dans le cas $M = 1$ où nous avons choisi l'huile de Silicone SI 220. Les viscosités indiquées dans le tableau, correspondent à la température de 20° C environ. Nous avons mesuré l'évolution de la viscosité de chaque fluide en fonction du temps, à l'aide d'un viscosimètre COLORA (figure 164).

La tension interfaciale a été mesurée selon la méthode de la goutte pendante ou ascendante, mise au point à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse depuis plusieurs années [57]. Cette méthode permet de suivre l'évolution de la tension interfaciale pendant un

temps assez long ; la mesure est indépendante des conditions de mouillabilité des deux liquides par rapport au solide intervenant comme support de la goutte et la précision de la méthode est estimée à 3 %.

La figure 165 montre un exemple de l'évolution de la tension interfaciale en fonction du temps, pour le couple des fluides ayant la même viscosité. La valeur du coefficient T_s qu'on adopte en général, correspond à sa valeur asymptotique lorsque le temps est grand. De la même manière, nous avons mesuré la tension interfaciale des couples des fluides que nous avons utilisés au cours des expériences. Mieux encore, nous avons étudié de manière systématique l'influence du contraste de viscosité sur la tension interfaciale. La figure 166 montre l'évolution de la tension interfaciale en fonction du temps pour plusieurs couples de fluides composés d'une solution de pluracol de viscosité variable et de l'huile de parafine de viscosité pratiquement constante. Si maintenant on porte comme dans la figure 167 la tension interfaciale T_s en fonction du contraste des viscosités M nous constatons qu'en général T_s augmente et elle présente une tendance asymptotique lorsque $M \rightarrow \infty$. Pour les fluides en question il semble que nous obtenons la limite asymptotique pour $M = 100$. Du point de vue physique, ceci signifie que la couche moléculaire au voisinage de l'interface est complètement saturée et la tension interfaciale atteint sa valeur maximale.

Les mesures de la tension interfaciale nous ont suggéré en définitive d'explorer le problème du déplacement d'un fluide par un autre dans la gamme de $M \in [1, 100]$. Nous allons maintenant exposer les modes opératoires pour le déroulement des essais ainsi que les résultats expérimentaux bruts.

XII.2. MODES OPERATOIRES ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

XII.2.1. Préparation et déroulement d'un essai

Un certain nombre d'opérations préliminaires est indispensable pour le bon déroulement de chaque expérience. Ces opérations ont pour but de régulariser les conditions aux limites juste avant l'injection du fluide poussant.

Par ordre chronologique, elles sont les suivantes :

1/ Le modèle étant incliné, on le remplit à partir du bas avec l'huile et on purge soigneusement l'ensemble.

2/ L'embout d'injection se trouvant en bas, on y injecte une faible quantité du fluide poussant, afin de former une interface initiale qu'on laisse stabiliser par gravité.

3/ Le modèle étant placé horizontal, on met les pompes en route et on enregistre le déplacement de l'interface à l'intérieur du modèle en déplaçant le chariot de la caméra. Après la percée du front à l'extrémité aval du modèle, on attend que le régime se stabilise et on enregistre le phénomène en état stationnaire (écoulement transitoire).

A l'issue de chaque essai, un certain nombre d'opérations est nécessaire afin de préparer le modèle pour l'expérience suivante. Ainsi, on effectue :

1/ La vidange complète du modèle et le démontage de ses éléments,

2/ Après le nettoyage des plaques en plexiglas, on les traite avec un produit spécial (Altupol) habituellement utilisé pour enlever les rainures légères du plexiglas. Cette opération renforce la mouillabilité du plexiglas à l'huile. On a d'ailleurs constaté au cours de ces expériences que l'état des parois du modèle est un facteur décisif pour le développement du phénomène : les modifications locales des conditions de mouillabilité des parois peuvent provoquer

des déformations appréciables de l'interface. C'est d'ailleurs pourquoi nous avons soigneusement veillé à l'uniformité des conditions des parois sur toute la surface interne du modèle.

XII.2.2. Présentation des résultats expérimentaux

Nous présentons au total 35 expériences qui correspondent aux contrastes de viscosité $M = 1, 1,4, 2,5, 5,0, 3,0$ et 100. Chaque série d'essais a été effectuée à des débits d'injection croissants de $0,43 \text{ cm}^3/\text{s}$ à $12 \text{ cm}^3/\text{s}$. Le tableau suivant, résume les caractéristiques des essais.

N°	Q (cm ³ /s)	T (°C)	μ_1 (Poise)	T (°C)	μ_2 (Poise)	$M = \mu_2/\mu_1$	T_s (dyn/cm)
1A	0,43	20,8	0,206	21,10	0,218	1,05	12,50
2A	1,16	20,2	0,225	20,3	0,222	0,99	
3A	2,18	19,7	0,215	19,9	0,223	1,04	
4A	3,18	20,2	0,226	10,2	0,222	0,98	
5A	6,15		0,225	20,3	0,222	0,99	
1B	0,27	18,3	0,150	18,3	0,210	1,40	6,10
2B	0,54	18,8	0,147	18,8	0,205	1,40	
3B	1,35	21,8	0,140	18,3	0,210	1,50	
4B	2,35	18,3	0,150	18,3	0,210	1,40	
5B	3,10	18,8	0,147	19,2	0,202	1,38	
6B	4,00	18,8	0,147	19,2	0,202	1,38	
7B	4,75	18,7	0,148	18,8	0,205	1,39	
8B	6,45	20,3	0,142	18,3	0,210	1,48	
1C	0,38	20,0	0,212	19,8	0,540	2,55	7,20
2C	1,16	19,7	0,214	10,4	0,518	2,42	
3C	3,18	19,6	0,218	19,8	0,540	2,48	
4C	5,20	20,1	0,211	20,2	0,528	2,50	
5C	6,15	20,0	0,212	19,8	0,540	2,54	
6C	10,28	23,0	0,190	23,0	0,530	2,80	
1D	0,52	20,35	0,209	20,75	1,08	5,17	8,80
2D	1,16	20,6	0,206	20,95	1,06	5,14	
3D	3,18	20,8	0,205	21,25	1,04	5,08	
4D	6,15	23,60	0,187	23,90	0,945	5,06	
1E	0,43	21,70	0,200	22,50	5,80	29,10	11,85
2E	1,16	21,80	0,198	22,10	5,75	29,11	
3E	3,18	20,30	0,209	20,65	6,45	30,43	
4E	6,15	19,95	0,212	20,30	6,625	31,32	
1F	0,42	18,8	0,095	19,7	8,65	91,2	14,0
2F	1,30	18,8	0,094	19,0	9,20	97,5	
3F	1,80	18,4	0,096	18,7	9,80	101,5	
4F	3,00	18,8	0,095	19,3	9,00	95,4	
5F	4,14	18,8	0,095	19,3	9,00	95,4	
6F	5,16	18,8	0,095	19,5	8,85	93,6	
7F	6,45	18,8	0,095	18,9	9,40	99,5	
8F	11,60	18,8	0,095	18,7	9,50	100,5	

Les photos ci-après (A, B et C) montrent la forme de l'interface pour trois essais caractéristiques.

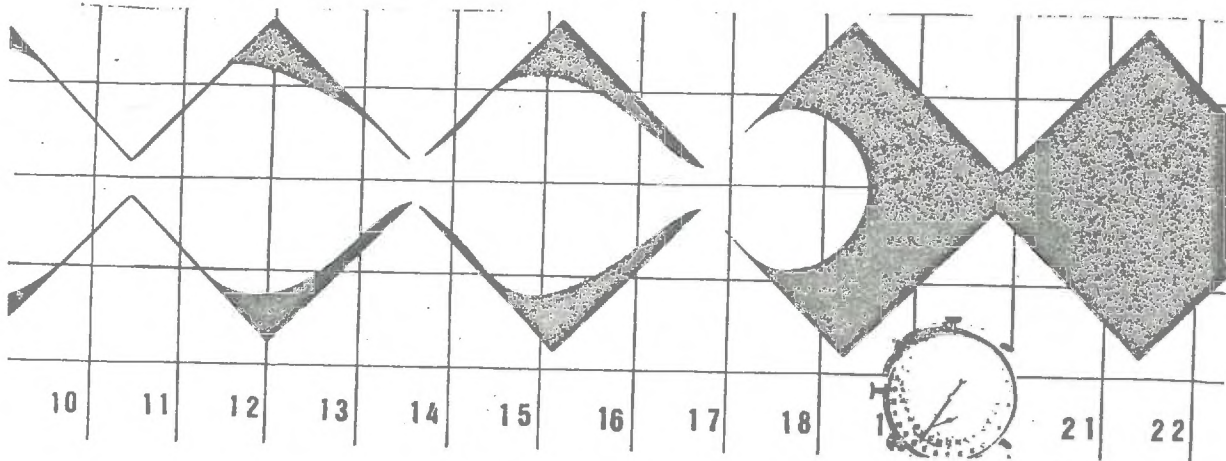


Photo A

Essai N° 2 C : $M = 2,5 - Q = 1,16 \text{ cm}^3/\text{s}$

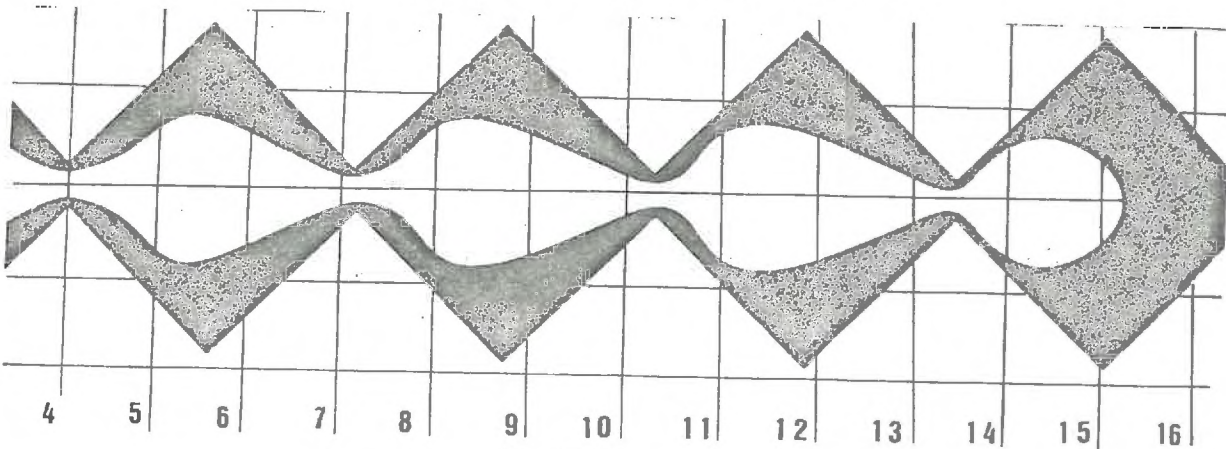


Photo B

Essai N° 2 E : $M = 30 - Q = 1,16 \text{ cm}^3/\text{s}$

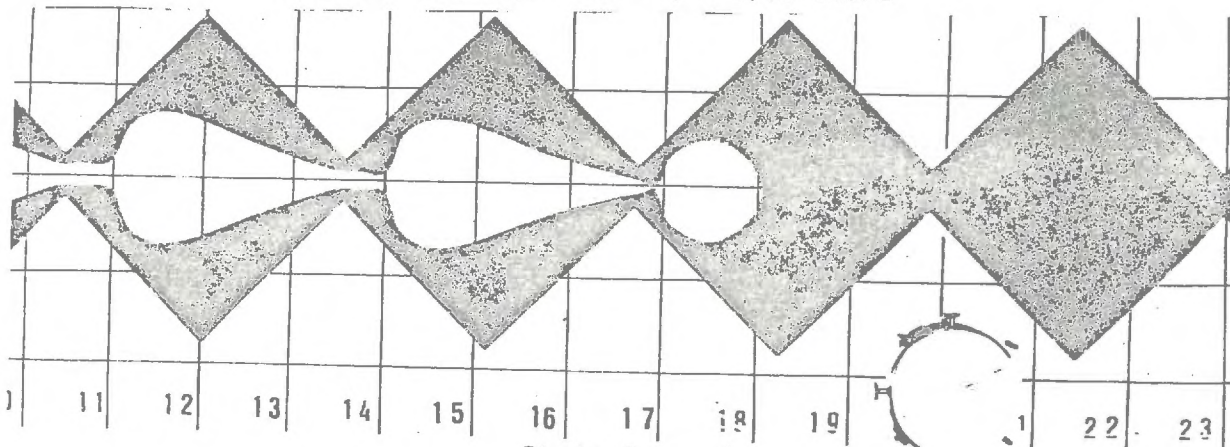


Photo C

Essai N° 6 F : $M = 100 - Q = 5,16 \text{ cm}^3/\text{s}$

Nous pouvons remarquer que pour les contrastes de viscosité modérés (photo A) l'interface présente un angle de raccordement avec les parois solides de l'élément divergent. En comparant les photos A, B nous remarquons que l'influence du contraste de viscosité semble significative puisque pour le même débit d'injection ($Q = 1,16 \text{ cm}^3/\text{s}$) la morphologie de l'écoulement est complètement remaniée : lorsque M augmente, le fluide injecté se concentre autour de l'axe du modèle. Pour les débits d'injection importants (photo C) l'interface subit des déformations appréciables.

A partir des enregistrements photographiques, nous avons tracé les diagrammes chronologiques de l'interface le long du conduit. La figure 168 rassemble les résultats des essais 2A, 2D et 2E. Le débit d'injection est le même ($Q = 1,16 \text{ cm}^3/\text{s}$) tandis que la viscosité du fluide en place est à peu près respectivement 5 et 30 fois plus grande dans les essais 2D et 2E que dans l'expérience 2A.

En annexe, nous présentons les réductions des figures représentant l'évolution de l'interface pour les contrastes de viscosité $M = 1,0$, $M = 5,0$ et $M = 30,0$; le quadrillage correspond à des carrés de 5 cm de côté.

Avant de faire la synthèse des résultats expérimentaux et de les comparer aux résultats du calcul numérique, nous allons critiquer brièvement les conditions expérimentales.

XII.2.3. Critique des conditions expérimentales

XII.2.3.a. Influence de la gravité

Une distorsion prononcée de l'interface dans le plan vertical, à cause de la gravité, peut modifier considérablement l'allure du phénomène dans le plan du modèle. La géométrie de l'interface dans le plan vertical, est liée à la distance d entre les deux plaques du modèle, ainsi qu'à la différence des masses volumiques des deux fluides, qui fait intervenir les forces de gravité.

L'épaisseur du modèle règle en quelque sorte la courbure longitudinale de l'interface en fixant l'angle de raccordement du ménisque sur les plaques. En effet, une épaisseur très faible risque de faire intervenir la capillarité de manière appréciable, en augmentant la courbure de l'interface (figure 169 a). D'autre part, si la distance entre les plaques est grande, la courbure du ménisque est assez faible et on peut traiter le problème dans le plan horizontal comme si les plaques étaient absentes (figure 169 b).

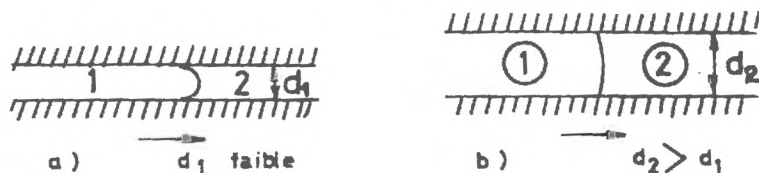


Figure 169.

En choisissant $d = 1 \text{ cm}$, pour le modèle, on se place dans le cas (b), mais on risque d'introduire l'effet de la gravité de manière appréciable.

Comme le montre la figure 170, lorsque le fluide (2) est plus léger, il a tendance à se superposer au fluide (1).

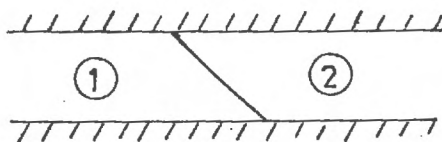


Figure 170.

: La distorsion de l'interface dans le plan vertical dépend du rapport des forces antagonistes en jeu. On peut distinguer deux cas :

1/ Ménisque en équilibre ou en déplacement lent : les seules forces qui s'opposent aux forces de gravité sont les forces dues à la tension interfaciale. Le rapport $\beta^* = (\rho_1 - \rho_2) dg^2 / T_s$ fixe l'importance des forces de gravité vis à vis des forces de capillarité. Pour nos essais β^* moyen est de l'ordre de 10. LABRID [89] a examiné l'angle de distorsion d'un ménisque posé entre deux plaques planes en fonction du nombre β^* et de l'angle de contact de l'interface sur les parois solides. La mouillabilité préférentielle du plexiglas à l'huile étant très faible, l'angle de contact statique de l'interface au cours de nos essais est au voisinage de 90° . Pour $\beta^* = 10$ et $\theta_0 \approx 90^\circ$ l'abaque préparé par LABRID donne un angle de distorsion $\Delta\theta_0$ de l'ordre de 10° , ce qui correspond dans notre cas (épaisseur 1 cm) à un décalage de l'interface par rapport à la verticale de l'ordre de 2 mm.

2/ Vitesse d'avancement du ménisque assez élevée : dans ce cas, ce sont les forces de viscosité qui s'opposent aux forces de gravité et le phénomène est caractérisé par le rapport $(\rho_1 - \rho_2) gd^2 / \mu U$. Compte tenu des vitesses et des viscosités assez élevées au cours de nos essais, les forces de viscosité équilibrent dans la plupart des cas les forces de la gravité. Mais dans le cas des vitesses élevées, c'est plutôt le film d'huile qui adhère sur les parois, qui vient perturber la forme de l'interface.

XII.2.3.b. Influence du film qui adhère sur les parois

Au cours du déplacement du fluide visqueux en place, il y a toujours une quantité de ce fluide qui tapisse les plaques du modèle de manière continue (figure 171).

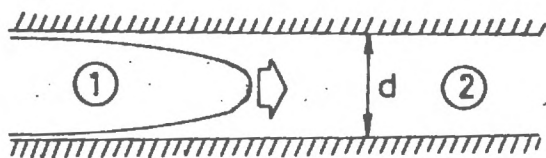


Figure 171.

L'épaisseur de ce film est fonction du contraste des viscosités de la tension interfaciale et de la vitesse d'avancement de l'interface : pour un contraste des viscosités donné, elle est caractérisée par le nombre adimensionnel $\mu_2 U / T_s$.

Pour nos expériences, nous avons estimé l'épaisseur de la couche fluide qui adhère sur les parois, en comparant le volume du fluide injecté dans un intervalle de temps Δt et la surface balayée à l'intérieur du modèle au cours du même temps. En effet, si Q est le débit d'injection, le volume injecté est égal à $Q\Delta t$ et si S la surface de pénétration évaluée par planimétrie directe, l'épaisseur moyenne de la couche fluide qui pénètre est $d' = \frac{Q \Delta t}{S}$. On déduit donc facilement l'épaisseur e du film qui

adhère sur les deux plaques du modèle en faisant la différence $d - d'$, où $d = 1$ cm, l'espacement des plaques. Pour nos essais, exception faite des expériences à très grande vitesse, nous avons trouvé que $e/d < 0,10$.

Du point de vue physique, le film déposé sur les parois du modèle ne modifie la nature du phénomène que par une réduction de l'épaisseur réelle de l'écoulement. Comme dans le cas du modèle Hele-Shaw [44], on peut montrer que le problème se ramène au cas de l'expulsion totale du fluide en place, en retouchant convenablement les caractéristiques des fluides.

XI.2.4. Synthèse des résultats expérimentaux et comparaison avec le calcul numérique

Faisons d'abord la synthèse de résultats de l'expérience. Nous rappelons que les groupes adimensionnels qui caractérisent le phénomène, sont tout d'abord les monômes qui fixent la géométrie du conduit et ensuite le contraste de viscosité $M = \mu^{(2)} / \mu^{(1)}$ le nombre de Reynolds $R_e = Ud/v$ et le nombre de capillarité $C = \mu U / T_s$. En faisant intervenir les conditions aux limites stationnaires sous forme d'un débit d'injection $Q = cte$, le problème consiste à déterminer les inconnus tels que la vitesse et la pression à tout point du domaine et le nombre adimensionnel $T = Q\tau/\Omega$, qui caractérise la progression de l'interface à travers les éléments convergents et divergents.

Examinons d'abord le choix des grandeurs caractéristiques qui permettent la définition des monômes adimensionnels.

Tout d'abord, nous avons défini le nombre de Reynolds équivalent R_e^* en écoulement monophasique ($M = 1$), suivant le concept de l'analogie hydraulique [87]. Comme nous l'avons examiné dans le paragraphe X.3.3. l'analogie hydraulique nous permet de caler le graphe expérimental $\lambda = f(R_e)$ sur la droite de Poiseuille λ^* . $R_e^* = 64$. Choisisant tout d'abord le diamètre hydraulique dans la section du col ($d = 1,43$ cm) nous avons par la suite mesuré expérimentalement $\lambda R_e = 20,8$. Alors, l'anamorphose des coordonnées λ et R_e nous a conduit au graphe $\lambda^* = f(R_e^*)$ de la figure 172.

Le nombre de capillarité C a été défini dans le fluide en place, afin de pouvoir comparer globalement nos résultats aux résultats provenant de la littérature [37]. (Evidemment les résultats de la littérature concernant les géométries cylindriques et la viscosité du fluide poussant étant négligeable, on définit le nombre C dans le fluide déplacé). La vitesse caractéristique U_c qui intervient dans l'expression du nombre de capillarité a été choisie égale à la vitesse moyenne du front de l'interface le long de l'axe

du conduit. Pour le calcul, nous avons tracé le diagramme horaire de l'interface en coordonnées (t, x) .

Enfin, pour calculer le nombre adimensionnel T , nous avons tenu compte de la période τ de passage de l'interface à travers les éléments convergents et divergents. Ω représente le volume de chaque élément du conduit.

Le tableau suivant résume les nombres adimensionnels qui caractérisent l'ensemble de nos essais.

Nous devons préciser, que pour calculer le nombre de Reynolds R_e^* en écoulement diphasique, nous avons tenu compte de l'augmentation des vitesses par rapport au cas $M = 1$, correspondant au même débit d'injection. Pour cela, nous avons corrigé les nombres R_e^* en diphasique selon l'expression :

$$R_e^*(M, Q) = R_e^*(1, Q) \times \frac{U_c(M)}{U_c(1)}$$

Examinons maintenant l'évolution du nombre adimensionnel $T = Q\tau/\Omega$. Comme nous avons eu déjà l'occasion de le dire, ce nombre caractérise la cinématique de l'interface : en effet, il exprime le taux de récupération du fluide en place dans chaque élément, qui est lié aux déformations de l'interface. En toute rigueur, l'analyse dimensionnelle nous suggère de chercher la corrélation :

$$T = f(M, R_e, C)$$

Dans cette expression générale, les nombres adimensionnels M et C font intervenir de manière indépendante l'influence du contraste de viscosité et de la tension interfaciale T_s . Revenant pour l'instant à la figure 167 on aurait pu penser à faire intervenir la relation qui existe entre T_s et M afin d'examiner l'évolution du nombre T à l'aide de deux paramètres M et R_e . On pourrait ensuite concevoir l'influence résiduelle de la tension interfaciale T_s comme une perturbation supplémentaire.

N°	M	Q (cm ³ /s)	τ (s)	$T = Q\tau/\Omega$	R_e^*	U_c (cm /s)	$C = \frac{\mu^{(2)} U_c}{\rho C_s T}$ (x 10 ⁻²)
1A	1,05	0,43	335	0,860	2,08	0,048	0,085
2A	0,99	1,16	139	0,855	5,62	0,115	0,10
3A	1,04	2,18	66,5	0,860	10,56	0,240	0,43
4A	0,98	3,18	45	0,855	15,40	0,350	0,60
5A	0,99	6,15	21,5	0,790	29,80	0,745	1,32
1B	1,40	0,27	515	0,825	2,42	0,031	0,17
2B	1,40	0,54	254	0,816	4,50	0,063	0,21
3B	1,50	1,35	101	0,815	11,80	0,158	0,54
4B	1,40	2,35	58,5	0,822	19,10	0,274	0,94
5B	1,38	3,10	43,5	0,806	24,40	0,368	1,22
6B	1,38	4,0	32,75	0,780	34,0	0,474	1,57
7B	1,39	4,75	27,30	0,774	38,8	0,583	1,96
8B	1,48	6,45	19,75	0,762	53,2	0,810	2,78
1C	2,55	0,38	350	0,795	2,55	0,046	0,33
2C	2,42	1,16	110	0,762	6,48	0,126	0,91
3C	2,48	3,18	36	0,684	10,70	0,445	3,34
4C	2,50	5,20	20,2	0,627	25,80	0,792	5,81
5C	2,54	6,15	16,6	0,610	41,00	0,965	7,26
6C	2,80	10,28	9,4	0,576	71,60	1,700	12,3
1D	5,17	0,52	240	0,748	4,05	0,067	0,82
2D	5,14	1,16	100	0,694	8,50	0,160	1,92
3D	5,08	3,18	31	0,588	25,60	0,516	6,10
4D	5,06	6,15	14,5	0,532	53,00	1,100	11,8
1E	19,10	0,43	262	0,672	2,99	0,061	2,98
2E	29,11	1,16	76	0,525	11,70	0,211	10,2
3E	30,43	3,18	22	0,418	35,40	0,727	39,6
4E	31,32	6,15	10	0,368	66,90	1,60	89,5
1F	91,2	0,42	204	0,512	7,60	0,079	4,8
2F	97,5	1,30	51	0,398	34,70	0,314	20,8
3F	101,5	1,80	35,5	0,382	46,40	0,457	32,0
4F	91,2	3,00	20,5	0,368	83,60	0,788	48,6
5F	95,4	4,14	15,0	0,374	127,8	1,065	68,5
6F	93,6	5,16	11,5	0,354	145	1,390	87,9
7F	99,5	6,45	7,65	0,295	249	2,09	140,0
8F	100,5	11,60	3,90	0,270	373	4,10	278

Examinons donc tout d'abord la corrélation approchée :

$$T = (M, R_e)$$

La figure 173 montre la variation du nombre T en fonction du nombre de Reynolds et du contraste de viscosité. Elle permet de distinguer divers régimes d'écoulement. Tout d'abord, aux faibles contrastes de viscosité ($M \approx 1$) et pour $R_e < 20$ nous constatons que T reste constant. Cela signifie que dans cette zone, l'interface garde la même forme géométrique et le phénomène est indépendant du nombre de Reynolds. Alors, il dépend uniquement du nombre de capillarité, qui fixe le rapport des forces capillaires sur les forces de viscosité.

Lorsque le contraste de viscosité M est relativement élevé ($M > \sim 2,0$), nous pouvons constater que le nombre de Reynolds intervient de manière continue et que l'efficacité du balayage du fluide en place diminue. Ceci correspond à la concentration des zones vives d'écoulement autour de l'axe (voir aussi photo B).

Attachons-nous maintenant à l'examen du comportement asymptotique du nombre T en fonction du nombre de Reynolds. La figure 173 montre que lorsque le nombre de Reynolds augmente, la quantité de fluide récupérée tend asymptotiquement vers une valeur limite T_{lim} , qui varie en fonction du contraste de viscosité. La forme de cette variation apparaît dans la figure 174 où nous pouvons constater la réduction du taux de récupération lorsque M augmente. A partir de $M = 30$ l'effet du contraste de viscosité s'amortit et où atteint la valeur $T_{lim} = 0,35$, qui est très proche du cas asymptotique $M \rightarrow \infty$.

Nous pouvons maintenant nous poser la question de savoir si la récupération de l'huile en place varie en fonction du temps et du nombre de Reynolds et de quelle manière. L'examen des graphes 175 et 176 peut nous amener à des considérations générales concernant la récupération du fluide en place dans un gisement souterrain. Evidemment, les résultats concernent le mécanisme local du phénomène au niveau du pore. Dans ces figures, nous présentons les courbes de récupération de l'huile pour $M = 1,4$ et $M = 30$. Les variables sont

d'une part la quantité de l'huile récupérée, et d'autre part le volume du fluide injecté, exprimé en nombre de volumes de l'élément-pore du modèle. Jusqu'à la percée de l'élément, on obtient une droite de pente 1. Par la suite, nous observons une famille de courbes, exprimant la variation de la quantité d'huile récupérée, en fonction du nombre de Reynolds.

D'une manière générale, nous constatons que la récupération est plus grande lorsque le nombre de Reynolds ou le débit d'injection est faible. Comparant ensuite les figures 175 et 176, nous pouvons conclure que la récupération diminue sensiblement lorsque le contraste de viscosité augmente.

Il est aussi intéressant d'examiner la variation du taux de récupération pour la même durée d'injection t . Cette durée est inversement proportionnelle au débit d'injection Q ou au nombre de Reynolds R_e . Si Ω est le volume injecté, on aura donc :

$$t = \frac{\Omega}{Q} \sim \frac{\Omega}{R_e}$$

Dans la figure 176, nous avons tracé quelques lignes isochrones, selon la relation $t \sim \Omega / R_e = \text{cte}$. Ces lignes montrent que pour la même durée d'injection, il y aurait un maximum de récupération à un nombre de Reynolds, et par conséquent à un débit d'injection élevé.

Revenons à présent au voisinage de l'interface et essayons de comparer les résultats de visualisation sur modèle physique, aux résultats du calcul. Nous nous gardons de suite à dire que compte tenu du caractère tridimensionnel du modèle physique, les résultats du calcul en écoulement plan ne peuvent être rapprochés que de manière qualitative.

Dans la figure 177, nous avons représenté les interfaces calculées pour un nombre de Reynolds et un contraste de viscosité élevés ($R_e = 100$, $M = 25$). La géométrie du domaine est la même que

celle du modèle physique que nous avons utilisé au cours des expériences (rapport entre la largeur des sections égal à 7,4). Dans la même figure, nous avons tracé juste après le col, la forme de l'interface observée au cours de l'essai 4E ($R_e = 67$, $M = 30$) (voir aussi en annexe la planche réduite correspondante). Nous pouvons remarquer que le calcul numérique décrit correctement l'allure du phénomène : juste après le col, la zone occupée par le fluide injecté subit un rétrécissement important, suivi d'un grossissement du front de l'interface. Toutefois, la présence des plaques planes dans le cas du modèle physique, accentue davantage ce phénomène, en provoquant un aplatissement de la "tête" du ménisque. Dans cette région, on doit aussi penser à l'intervention de la tension interfaciale et des contraintes de cisaillement appliquées de part et d'autre de l'interface, qui tendent à être compensées par une variation de la courbure du ménisque dans le plan horizontal.

Dans sa version actuelle, le modèle numérique ne tient pas compte de l'action de la tension interfaciale. Le comportement dynamique de l'interface lié au caractère physico-chimique de son mouvement près de la paroi, peut, dans certains cas, nous conduire à des écarts très importants.

Dans la figure 17B, nous présentons le diagramme chronologique de l'interface observée au cours de l'essai 2A ($R_e = 5,6$, $M = 0,99$, $C = 2 \times 10^{-3}$, fluide en place : huile de silicone SI 220). Dans la même figure, nous avons tracé deux profils caractéristiques de l'interface calculés ($R_e = 4$, $M = 1$, $C \rightarrow \infty$). On peut se rendre compte tout de suite, que les interfaces calculées sont nettement plus déformées que celles observées : la largeur de la zone occupée par le fluide injecté reste faible autour de sa base, tandis que son front, autour de l'axe avance de plus en plus vite. L'écart entre l'interface calculée et observée s'aggrave au fur et à mesure que le temps augmente.

L'explication de ces différences, peut nous amener à rappeler toutes les difficultés que l'on rencontre pendant l'étude des phénomènes diphasiques. Tout d'abord, ~~en ce qui concerne la~~

faible extension des interfaces observées, près de l'axe, peut être attribuée à la tension interfaciale, qui renforce la rigidité de la couche moléculaire avoisinante. Pour le calcul, la tension interfaciale est nulle et le "nez" de l'interface suit plus facilement les lignes de courant près de l'axe.

Mais l'écart devient crucial près de la paroi solide où on observe expérimentalement, un glissement de l'interface sur la paroi. Nous devons dire tout de même que ce glissement était plutôt propre à l'huile de Silicone et qu'en opérant à un contraste de viscosité voisin ($M = 1,3$) avec de l'huile de paraffine, nous n'avons pas observé des vitesses de glissement aussi élevées. Ceci renforce l'explication que près des parois, le comportement de l'interface est de caractère physico-chimique et il est lié à la mouillabilité des fluides. L'huile de Silicone n'était pas très "mouillante", vis à vis du plexiglas, il en résulte des vitesses de glissement élevées.

Nous pouvons maintenant penser que le modèle numérique que nous avons mis au point, ne constitue que l'ébauche d'un programme de recherche qui nous permettrait une meilleure connaissance des phénomènes diphasiques. Tout d'abord, la prise en compte de la tension interfaciale ne semble pas constituer une difficulté majeure ; en effet, étant donné la discrétisation des équations de NAVIER-STOKES sous forme intégrale, il suffit d'ajouter sur le pourtour des cellules interfaciales les forces dues à l'action de la tension interfaciale. Evidemment, il faudra déterminer auparavant, après lissage, la courbure de l'interface à tout point.

Au voisinage des parois solides, on pourrait penser simuler la mouillabilité par des forces d'attraction plus ou moins grandes de part et d'autre de l'interface. Reste évidemment le problème du glissement de l'interface sur la paroi, que l'on pourrait étudier soit en imposant a priori une distribution des vitesses tangentielles, soit en annulant les contraintes visqueuses exercées dans le plan tangent à la paroi.

CONCLUSION DE SYNTHÈSE

CONCLUSION

Prenons maintenant un certain recul face au travail que nous venons d'exposer, afin d'en tirer les conclusions essentielles.

L'idée force qui nous a guidé tout au long de cette thèse était de mieux comprendre le mécanisme du déplacement d'un fluide par un autre en milieu poreux. En examinant le comportement asymptotique et la structure microscopique du phénomène, nous pensons avoir apporté une contribution à la solution de ce problème, à l'aide de modèles théoriques ou expérimentaux. Les moyens auxquels nous avons fait appel sont le calcul des probabilités, l'analogie sur modèles physiques et la simulation numérique.

Le calcul des probabilités intervient dans la première partie de notre travail et concerne l'étude du problème au niveau global, lorsque les deux fluides sont en condition de quasi-équilibre. Les données du problème sont : la géométrie aléatoire des pores, caractérisée par le graphe porométrique, la différence de pression entre les deux fluides p_c et la surface externe du milieu Σ_x offerte à l'injection du fluide non mouillant. Dans le chapitre II nous arrivons à formuler les lois de la probabilité qui déterminent le remplissage d'un pore, situé à l'intérieur du milieu poreux, par le fluide non mouillant injecté en surface. Les lois de probabilité que nous proposons sont basées sur une modélisation de la structure des pores. Nous présentons tout d'abord le modèle en série seul : le produit des probabilités composées nous conduit à définir le coefficient d'engorgement β_1 , traduisant l'intensité du blocage du milieu en fluide non mouillant, en fonction de la pression p_c . Lorsque la longueur des pores l est constante, nous montrons que le problème probabiliste est analogue au problème des files d'attente d'une population arrivant de manière aléatoire à un poste de service. L'étude de l'influence de la loi de distribution des longueurs des pores sur la pénétration du fluide injecté, nous amène alors à comparer qualitativement les résultats du calcul aux résultats expérimentaux de FATT [12]. Nous examinons par la suite l'influence de la pesanteur ; l'analyse du comportement asymptotique de la probabilité du remplissage nous montre que l'augmentation de la pression due à la gravité, compense la diminution de la probabilité de pénétration due au produit des probabilités composées : il en résulte une pénétration du fluide

non mouillant sur toute la profondeur du milieu.

Le modèle des pores en série est ensuite complété par le coefficient β_2 , exprimant l'intensité d'interconnexion des pores surcritiques. Son estimation est certes approximative, mais il nous permet par la suite d'examiner le mécanisme du phénomène en tenant compte du comportement du modèle en parallèle. Le processus aléatoire complet que nous proposons, met en évidence une condition critique entre l'engorgement et la pénétration complète du milieu. En se basant sur les lois de probabilités qui dérivent de ce modèle, nous proposons alors les pondérations qui nous permettent de calculer à toute pression p_c , le degré de remplissage en fluide non mouillant S_N .

Dans le chapitre III, nous montrons la validité profonde de la théorie probabiliste, en présentant les résultats expérimentaux sur modèle physique analogique de nature stochastique. Bien sûr on peut critiquer à priori le fait que le modèle est plan et de faible largeur. Mais les résultats de visualisation montrent bien le phénomène d'engorgement et de pénétration complète ; d'autre part la comparaison de la corrélation $p_c(S_N)$ mesurée et calculée démontre le bien fondé de la théorie.

Il était tentant à ce stade-là de poser le problème inverse : partant de la courbe capillaire expérimentale et utilisant les résultats du modèle probabiliste nous proposons dans le chapitre IV une méthode itérative, qui conduit au graphe de la porométrie du milieu. Ce graphe est beaucoup plus étalé que le graphe obtenu selon le modèle du faisceau de pores cylindriques.

L'application du problème inverse dans un cas concret est donné dans le chapitre V, où nous exposons les conditions expérimentales d'injection de mercure dans des échantillons composés de billes de verre. Les résultats expérimentaux montrent bien que les courbes capillaires dépendent de la surface Σ_x sur laquelle nous injectons le fluide non mouillant. En appliquant ensuite la méthode itérative proposée, nous obtenons la courbe porométrique du milieu.

Il est peut-être nécessaire à présent de se pencher avec un regard critique sur ce que nous venons d'exposer et ses aboutissements. Une extension immédiate que nous pouvons envisager est la prise en compte de la pesanteur dans le modèle probabiliste général. Ce modèle semble décrire correctement et à l'aide des coefficients en série et en parallèle (β_1 et β_2), le mécanisme profond du phénomène. Quantitativement, nous pouvons espérer une connaissance plus fine encore de la valeur des paramètres β_1 et β_2 : imaginer une mesure directe selon leur définition semble plutôt difficile. Mais nous pouvons envisager une campagne expérimentale qui permettrait un meilleur ajustement de leur valeur en comparant la porométrie du milieu mesurée directement et celle déduite selon les résultats du modèle probabiliste. A ce stade-là le problème concernant l'obtention d'une courbe capillaire expérimentale significative ne semble pas résolu définitivement. En effet l'allure de cette courbe dépend de ce qui se passe entre deux points expérimentaux successifs et donc des états transitoires.

L'étude des états transitoires fait l'objet de la deuxième partie de notre travail. L'accent est mis ici sur la mécanique des fluides et sur l'analyse du problème au niveau de quelques pores. Comme nous le montrons dans le chapitre VII le problème consiste à raccorder deux solutions des équations de NAVIER-STOKES sur une interface de discontinuité. Le moyen auquel nous avons fait appel est la simulation numérique.

La méthode numérique que nous avons mis au point (I.V.P.) est basée certes sur l'expérience acquise dans ce domaine par des équipes spécialisées (méthode M.A.C. - Los Alamos). Toutefois, nous pensons avoir apporté notre contribution personnelle en ce qui concerne :

- 1° La discrétisation des équations de NAVIER-STOKES sous forme intégrale et l'utilisation des maillages décalés (chapitre VIII).
- 2° L'association d'algorithmes hybrides explicites-implicites conduisant à une économie sur le temps de calcul (chapitre VIII).

3° Le traitement des conditions aux limites à l'aide de schémas progressifs ou régressifs (chapitre VIII).

Mais le point essentiel de notre démarche sur le plan théorique est la formulation et l'application de la méthode numérique DIPHA-IVP qui permet de raccorder les contraintes visqueuses sur une interface en mouvement, lorsque le rapport des viscosités des deux fluides est différent de 1.

L'application de la simulation numérique au niveau des pores nous a conduit à une schématisation de la géométrie, qui peut évidemment paraître arbitraire. Toutefois, si on part de l'écoulement de Poiseuille dans un tube cylindrique ou entre deux plaques planes, le pas suivant est de briser la ligne droite selon une ligne polygonale. La multiplication du même schéma, nous a conduit ainsi à travailler dans une succession périodique de convergents et divergents.

Dans le chapitre X, nous exposons les résultats numériques concernant l'écoulement d'un fluide visqueux dans un conduit à section périodiquement variable. Le phénomène physique présente un caractère fondamentale et à notre connaissance, à part le problème de la variation brusque de la section, il est très peu étudié dans la littérature. L'analyse des on-linéarités du problème nous a permis de mettre en évidence l'apparition des tourbillons laminaires, bornés entre le courant principal et les parois solides. Nous avons pu décrire en détail le mécanisme de la formation de ces tourbillons en régime transitoire, ainsi que la modification de leurs caractéristiques en fonction du nombre de Reynolds. L'étude de la répartition des vitesses et des pressions nous a révélé le rôle singulier de la géométrie sur la structure des champs hydrodynamiques. Par ailleurs, l'analyse fine de l'équation de l'énergie cinétique et en particulier la répartition de la fonction de la dissipation, nous a permis d'élucider l'importance des travaux intérieurs dans les tourbillons, ainsi que l'interaction énergétique entre les tourbillons et le courant principal. L'étude de l'évolution du coefficient des pertes de charge en régime linéaire et non linéaire et la comparaison avec l'expérience, montre bien que le modèle fonctionne comme modèle analogique du milieu poreux et que la simulation numérique peut conduire à des résultats

satisfaisant. Nous pensons à présent qu'une extension immédiate de cette étape de notre travail, est la formulation du problème numérique en géométrie radiale circulaire et l'étude systématique de l'influence de la géométrie et du nombre de Reynolds sur le coefficient des pertes de charge.

Les résultats du calcul numérique que nous rapportons dans le chapitre XI montrent bien qu'il est possible de simuler numériquement et de manière économique une interface en mouvement, séparant deux fluides non miscibles ayant des propriétés physiques différentes. En traitant l'interface comme un ensemble de particules se déplaçant en coordonnées Lagrangiennes sur un maillage Eulérien, nous montrons que nous pouvons raccorder les contraintes visqueuses sur une limite flottante.

L'étude du contraste de viscosité et du nombre de Reynolds sur le déplacement des interfaces dans un ensemble de pores, montre que le calcul numérique est un moyen puissant d'investigation, puisqu'il nous permet de mettre en évidence l'existence de tourbillons laminaires dans le fluide le plus visqueux. Ces tourbillons visqueux peuvent nous conduire à une sorte d'instabilité tangentielle qui provoque un craquement de l'interface. L'instabilité que nous avons observée est liée à l'énergie cinétique du mouvement relatif des couches fluides au niveau de l'interface ; dans ce sens elle est analogue à l'instabilité de KELVIN-HELMHOLTZ.

Notre conclusion sur la simulation numérique des interfaces est que les limites du possible sont encore plus vastes. Pour le futur, nous pensons que nous pouvons approfondir mieux encore les mécanismes du déplacement des interfaces en tenant compte en particulier de la tension interfaciale et en simulant l'attraction physico-chimique des particules fluides sur les parois solides.

Le rôle de la tension interfaciale et le caractère physico-chimique du phénomène sont mis en évidence au cours de l'étude expérimentale du problème sur modèle analogique physique. Les résultats expérimentaux que nous rapportons dans le chapitre XII et leur compa-

raison avec le calcul mettent bien en évidence le rôle de la tension interfaciale, du contraste de viscosité et du nombre de Reynolds sur l'allure du phénomène.

Ayant exposé les principaux résultats que nous avons obtenus nous pouvons à présent entrevoir malgré la diversité des moyens, la profonde unité des deux parties de notre travail : dans la première, le calcul des probabilités nous a permis de pénétrer dans les labyrinthes des pores afin de mettre en évidence le mécanisme fondamental du phénomène. Dans la seconde, sans aller jusqu'à l'échelle moléculaire, la simulation numérique nous a permis de suivre les particules fluides dans leur mouvement et de calculer leur vitesse et leur pression.

Dans les deux parties, c'est le même souci qui nous a guidé : partant de tout ce que la nature nous offre de global et de complexe, construire des modèles qui nous révèlent la face cachée du phénomène, son organisation interne. Bâti sur un corps d'hypothèses, ces modèles, qu'ils soient probabilistes, numériques ou expérimentaux sont rigoureux en soi ; leur interprétation nous renvoie à la réalité pour la rendre plus intelligible. Et comprendre le monde, c'est intervenir sur les choses, sans aucune intention dogmatique ou dominatrice ; c'est retrouver un peu plus l'unité profonde de l'homme avec le monde qui l'entoure.

BIBLIOGRAPHIE

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

1. SCHEIDEGGER, A.E.
The physics of flow through porous media
Univ. of Toronto Press (1960)
2. LEVERETT, M.C.
Capillary behaviour in porous solids
J. of Petr. Techn., pp. 1-17, (august 1940)
3. WASHBURN, E.W.
Proc. Nat. Acad. Sci. 7, p. 115 (1921)
4. RITTER, H.L. et DRAKE, L.C.
Pore-size distribution in porous materials
Ind. Eng. Chem., 17, p. 782 (1945)
5. PURCELL, W.R.
Capillary Pressures - Their measurement using mercury and the
calculation of permeability therefrom
Pet. Trans. AIME T.P. 2544, pp. 39-48, February (1949)
6. CHILDS, E.C. et COLLIS GEORGE, N.
Disc. Faraday Soc., 3, p. 78, (1948)
7. THIRRIOT, C.
Considérations générales sur les écoulements en milieux non
saturés.
La Houille Blanche N° 8, pp. 805-815 (1969)
8. ADZUMI, H.A.
Studies on the flow of gaseous mixtures through capillaries
Bull. Chem. Soc. Japan, 12, p. 199 (1937)
9. HERCZYNSKI, R.
Arch. Mech. Stos., 15, p. 729 (1963)
10. MARKIN, V.S.
Izv. Akad. Nauk, SSSR, Ser. Khim, 11, p. 1923 (1963)
11. FOSTER, R.N. et BUTT, J.B.
A computational model for the structure of porous materials
employed in Catalysis
A.I.Ch.E. Journal, 12, N° 1, p. 180 (1966)

12. FATT, I.

The network model of porous media
Trans. Amer. Inst. Mining Met. Eng. 207, p. 144 (1956)

13. DOOD, C.G. et KIEL, O.G.

Evaluation of Monte-Carlo Methods in studying fluid-fluid displacement and wettability in porous rocks
J. Phys. Chem. 63, p. 1646 (1959)

14. HARRIS, C.C.

Latin square as a network model of random packing
Nature, 205, pp. 353-356 (1965)

15. GIRAULT, M.

Initiation aux processus aléatoires
Dunod - Paris (1959)

16. MARKIN, V.S.

Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser-Khim, 151, N° 3, p. 620 (1963)

17. PEYRET, B.G.

Eléments de calcul des probabilités
Eyrolles - Paris (1964)

18. BRUTSAERT W.

The permeability of a porous medium determined from certain probability laws for pore size distribution.
Water resources Research - Vol. 4 N° 2, April 1968 - p. 425-434

19. BROADBENT, S.R. et HAMMERSLEY

Percolation processes
I. Crystals and Mazes, Proc. Cambridge Phil. Soc., 53, pp. 629-41 (1957)

20. SCHEDEGGER, A.E.

Statistical hydrodynamics in porous media
J. Appl. Physics, 25, pp. 994-1001 (1954)

21. SAFFMAN, P.G.

A theory of dispersion in a porous medium
J. Fluid Mech. 6, pp. 341-149 (1959)

22. G. JOSSELIN DE JONG

The tensor character of the dispersion coefficient in anisotropic porous media
Paper N° 4/2 - A.I.R.H. Symp. on the Fund. of Tr. Ph. in Porous Media - Haifa 1969 (Elsevier 1972)

23. TORODOVIC, P.
A stochastic model of longitudinal diffusion in porous media
Water res. Res., 6, N° 1, pp. 211 (1970)
24. WHEELER, A.
"Advances in catalysis"
Vol. 3, pp. 256-260 (1951)
25. CHAUVETEAU, G.
Essais sur la loi de Darcy et les écoulements laminaires à perte
de charge non linéaire
Thèse Docteur-Ingénieur - Toulouse (1965)
26. International critical tables - Mc. Graw Hill - N.Y. (1926)
27. DULLIEN, F.A.L et Coll.
A relationship between Pore structure and residual oil saturation
Soc. of Pet. Eng. Journal - pp. 289-196 - August (1972)
28. MEYER, H.I.
J. Applied Phys. 24, p. 510, (1953)
29. MASSARANI, G.
Généralisation de la loi de Darcy
Thèse d'Etat - Toulouse (1971)
30. MATTAX, C.C. et KYTE, J.R.
Ever see a water flood ?
Oil and Gaz Journal- N° 16 - Octobre (1961)
31. DELHAYE, J.M.
General equation fo two-phase - Systems and their applications
to Air-Water bubble flow
ASME-AIChE Heat Transfer conférence - Minneapolis Aug. 3-6 (1969)
32. CARABEDIAN, P.R.
Free boundary flows of a viscous fluid
Com. Pure and Appl. Math. XIX, 4, pp. 421-434 (1966)
33. RICHARDSON, S.
Two dimensional bubbles in slow viscous flows
J. Fluid. Mech., 33, p. 476-493 (1968)
34. ROSE, W. et HEINS, R.W.
Moving interfaces and contact angle rate-dependency
J. of Colloid Science 17, p. 39-48 (1962)
35. BRETHERTON F.P.
The motion of long bubbles in tubes
J. Fluid Mech. 10, 166 (1961)

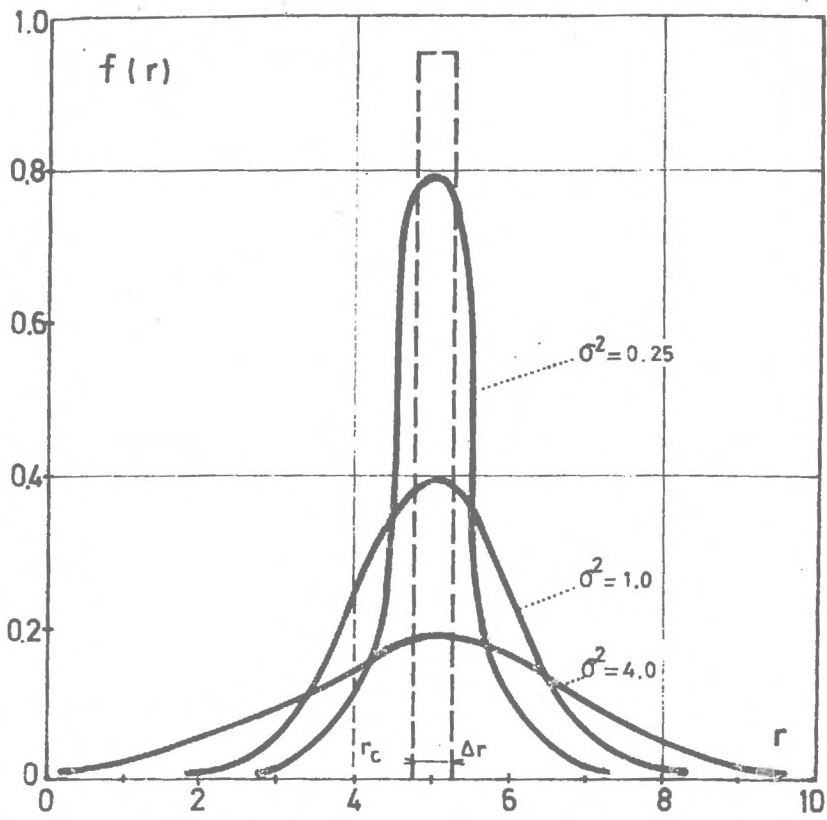
36. FAIRBROTHER, F. et STUBBS, A.
Journal chem. Soc. 1, 527 (1935)
37. TAYLOR, G.I.
Deposition of a viscous fluid on the wall of a tube
J. Fluid Mech. 10, 161 (1961)
38. COX, B.G.
On driving a viscous fluid out of a tube
J. Fluid Mech. 14, 81 (1961)
39. BHATTACHARJI, S. et SAVIC, P.
Proc. Heat Transfer Fluid Mech. Inst. (1965)
40. BATAILLE
C.R. Acad. Sc. Paris, 6, 262, p. 843 (1966)
41. NGUYEN VAN QUY
Sur l'écoulement entre deux plaques parallèles voisines de deux fluides séparés par une interface
Int. J. Engng. Sci., vol. 9, pp. 101, 132 (1971)
42. ARIBERT, J.M., LOPARDO R., THIRRIOT C.
Corrélation entre le contraste de viscosité et la courbure d'un ménisque en mouvement
(C.R.A.S., t. 270, p. 1051, 1970)
43. ARIBERT, J.M.
Etude théorique approchée de l'influence du contraste des viscosités sur le déplacement d'un ménisque
C.R.A.S. t. 264 (1967)
44. SAFFMAN, P.G. et TAYLOR G.I.
Proc. Roy. Soc. 245 A, p. 312 (1958)
45. TAYLOR, G.I. et SAFFMAN, P.G.
Quart. Journ. Mech. And App. Math. Vol. XII, 3, (1959)
46. JACQUART, P. et SEGUIER, P.
Mouvement de deux fluides en contact dans un milieu poreux
J. de Mécanique, I, 4, p. 368 (Déc. 1962)
47. KAWAGUTI, M.
Numerical solution of the NAVIER-STOKES equations for the flow in a two-dimensional cavity
J. Physics Soc. of Japan, vol. 16, N° 12 (Nov. 1961)

48. BERKER, R.
Handbuch der Physik
Vol. VIII/2 - Springer Verlag (1963)
49. JACQUART, P.
Calculs numériques de déplacements de fronts
Paper 7 presentend at the Sixth W.P.C. in Francfort Main
(Juin 1963)
50. ARONOFSKY, J.S.
Mobility ratio - Its influence on injection or production histories in fire-spot water flood
Trans. AIME, Vol. 207, p. 205 (1956)
51. GERMAIN, P.
Mécanique des milieux continus
Masson et Cie - Paris (1973)
52. HAPPEL et BRENNER
Low Reynolds Number Hydrodynamics
Prentice Hall (1965)
53. SCRIVEN, L.
Dynamics of a fluid interface
Chem. Eng. Sci. 2, p. 98-108 (1960)
54. GANOULIS, J.
Etude intrinsèque des écoulements diphasiques
Rapport interne C.T. N° 165 - IMF Toulouse (1969)
55. LEVICH V.G.
Physicochemical hydrodynamics
Prentice Hall (1962)
56. MARCHESSAUT, R.N. et MASON, S.G.
Ind. Eng. Chem. 52, 79, (1960)
57. ARIBERT, J.M.
Problèmes de déplacement d'un fluide visqueux par un autre
Thèse d'Etat - Toulouse (1970)
58. FROMM, J.
The time dependent flow of an incompressible viscous fluid
Methods in Comp. Physics - Vol. 3 - Academic Press (1964)

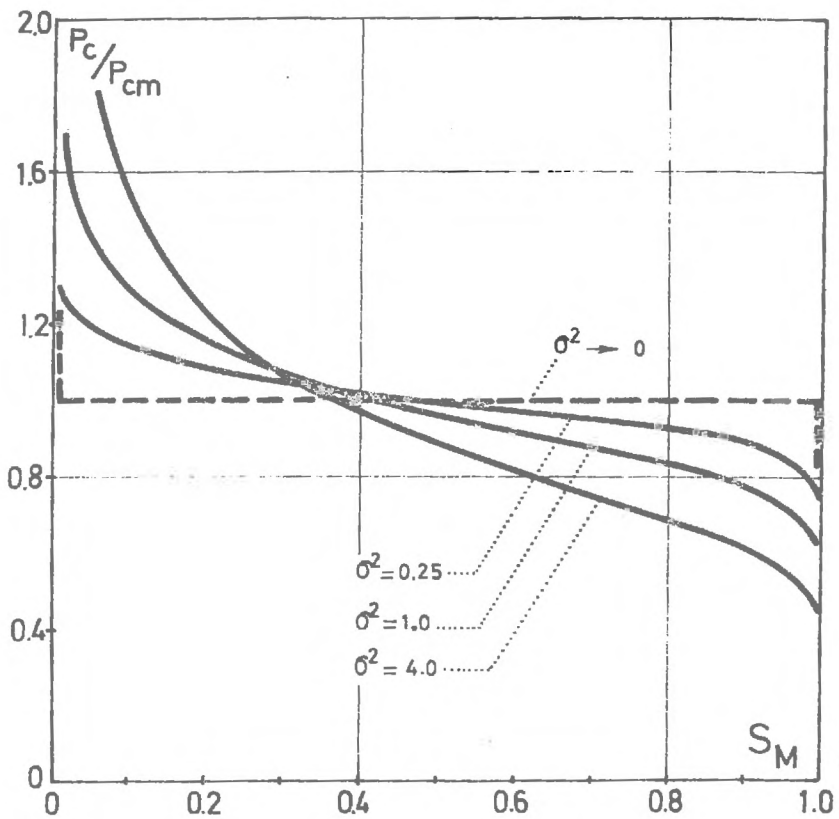
59. PEARSON, C.E.
A computational method for viscous flow problems.
J. of Fl. Mech. Vol. 21, part. 4, (1965)
60. HUNG, T.K. and MACAGNO, E.D.
Laminar Eddies in a two dimensional conduit expansion
La Houille Blanche N° 4 (1966)
61. GREENSPAN, D.
Numerical studies of prototype cavity flow problems
University of Wisconsin - Comp. Sciences Dept. (1968)
62. BARRE, G.
Résolution numérique de quelques problèmes de type elliptique
en mécanique des fluides
Thèse d'Etat - Toulouse (1968)
63. ALEIX, G.
Analyse et résolution numérique des équations de Navier-Stokes
Thèse de 3ème Cycle - Toulouse (1972)
64. HARLOW et WELCH
Numerical calculation of time dependent viscous incompressible
flow of fluid with free surface
Phys. of Fluids 3, 2182 (1965)
65. JANENKO, N.
Méthode à pas fractionnaires
Novosibirsk (1965) - Armand Colin, Paris (1968)
66. CHORIN, A.J.
A numerical method for solving incompressible viscous flow
problems
J. of Comp. Physics - 2, 12-26 (1967)
67. CHORIN, A.J.
Numerical solution of the Navier-Stokes equations
Math. of Comp. 22, 745-762 (1968)
68. NICHOLDS et HIRT
J. of Comp. Physics 12, 234-246 (1973)
69. TEMAM, R.
Sur l'approximation de la solution des équations de Navier-
Stokes par la méthode des pas fractionnaires
Arch. Rat. Mech. Anal. 32 (135-153) (1969)

70. TEMAM, R.
Arch. Rat. Mech. Anal. 33 (377-385) (1969)
71. AMES, W.
Numerical methods for partial differential equations
Nelson (1969)
72. MITCHELL, A.R.
Computational methods in partial differential
J. Wiley (1969)
73. SAMARSKII
On an economical difference method for the solution of a multi-
dimensional parabolic equation in a arbitrary region
Zh. Vych. Math. 2, p. 787-811 (1962)
74. HIRT, C.W., COOK, J.L., BUTLER, T.D.
A langrangian method for calculating the dynamics of an incompres-
sible fluid with free surface.
J. of Comp. Phys. 5, 103-124 (1970)
75. HIRT, C.W.
Heuristic stability theory for finite-difference equations
J. of Comp. Phys. 339-355 (1968)
76. LAX, P.D. et WENDROFF, B.
Difference schemes with high order of accuracy for solving hyper-
bolic equations
New York University (1962)
77. MILLS
Numerical solutions of the viscous flow equations for a class of
closed flows
J. Roy. Aer. Soc. 69 - p. 714 (1965)
78. BUGGRAF
Analytical and numerical studies of the structure of steady
separated flows
J. Fluid Mech. 24 - 113-151 (p. 1966)
79. FUNG et LEE
J. of Appl. Mech. (trasm. ASME) 37,9 (1970)
80. FORRESTER et YOUNG
J. Biomech. 3, 307 (1970)

81. CHOW
Peristaltic transport in a circular cylindrical pipe
J. of Appl. Mech. (transm. ASME) 37, 901 (1970)
82. CHOW et SODA
Laminar flow in tubes with constrictions -
The Physics of fluids - Vol. 15, N° 10 (1700-6) (1972)
83. HOUPEURT
Rev. Inst. Français du Pétrole, 14, 1468 (1959)
84. BATRA, FLULFORD, DULLIEN
Laminar Flow through Periodically convergent-divergent tubes
and channels
Can. J. of Chem. Eng. Vol. 48 (622-627) (1970)
85. BERKER, R.
Handbuk der Physik - vol. VIII.2 - Springer (1963)
86. LADEVEZE J. et PEYRET R.
Etude numérique de l'écoulement d'un fluide visqueux incompressible sur une marche
Congrès Français de Mécanique - Poitiers - 17-10 septembre (1973)
87. THIRRIOT C.
Régimes d'écoulement et pertes de charge en milieu poreux
Congrès A.I.R.H. de Kyoto (1969)
88. THIRRIOT, C.
Diffusion et dispersion en milieu poreux.
XVe Congrès de l'A.I.R.H. - Istanbul (1973)
89. LABRID J.
Mesure en écoulement de l'angle de contact
Congrès A.R.T.F.P. de Pau - Septembre (1968).

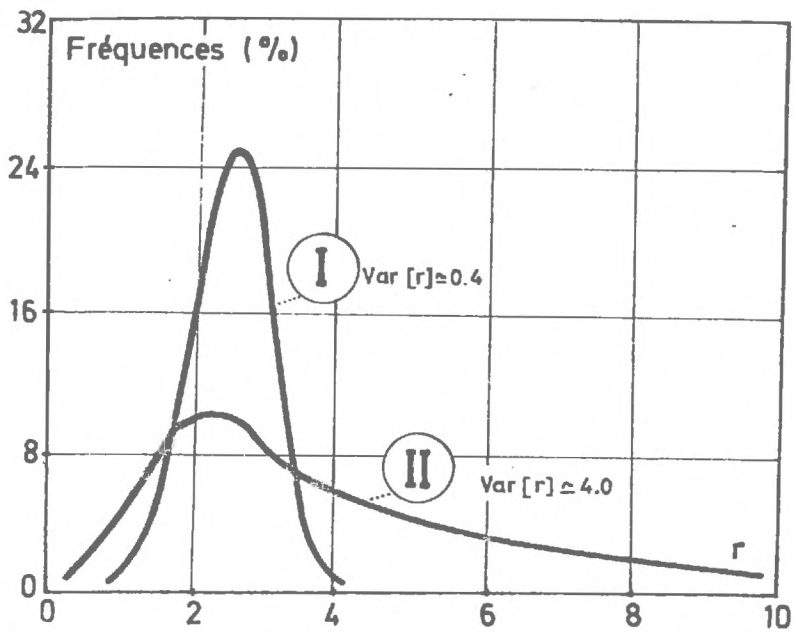


a) Courbes porométriques

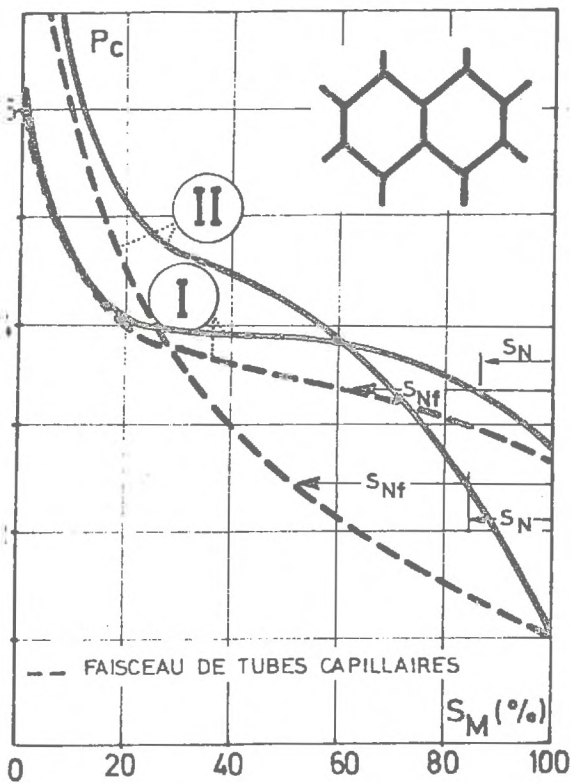


b) Pressions capillaires

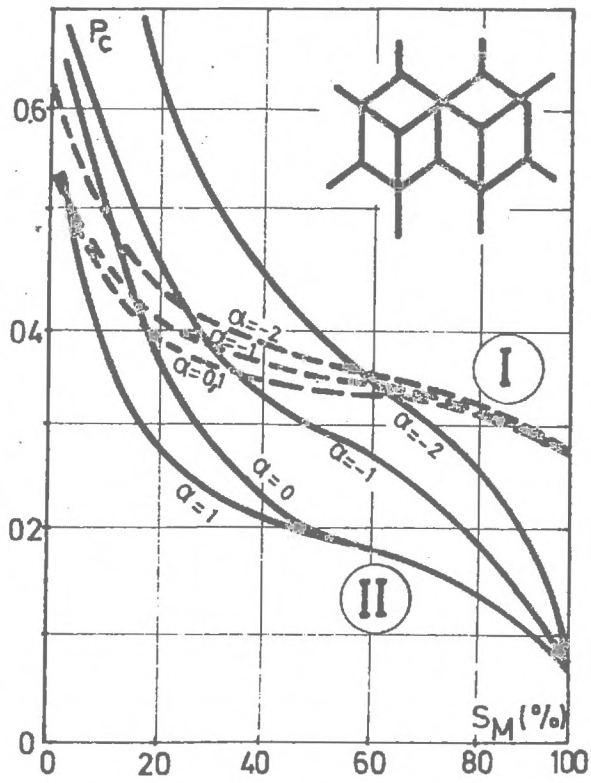
INFLUENCE DE LA VARIANCE σ^2 DES COURBES
POROMETRIQUES SUR L'ALLURE DES COURBES CAPILLAIRES



a) Courbes porométriques



b) Influence de la variance et du réseau

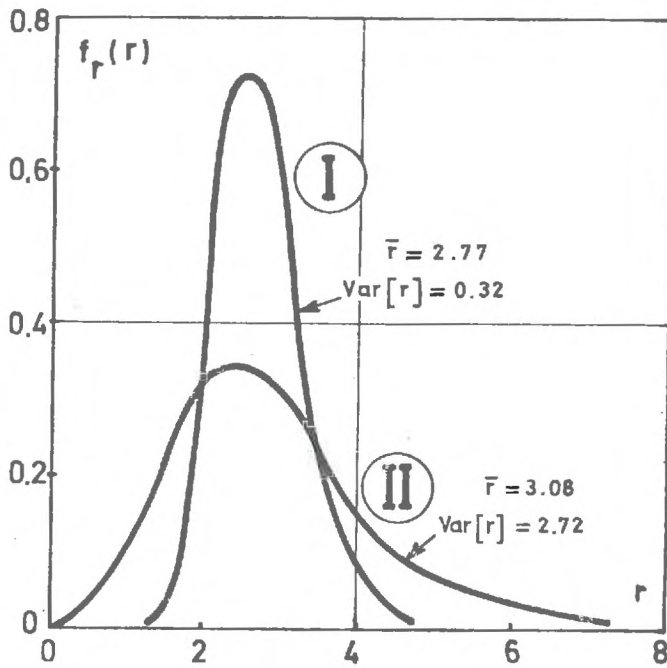


c) Influence de la loi : $l = Cr^\alpha$

D'APRÈS FATT [12]

FIGURE 5

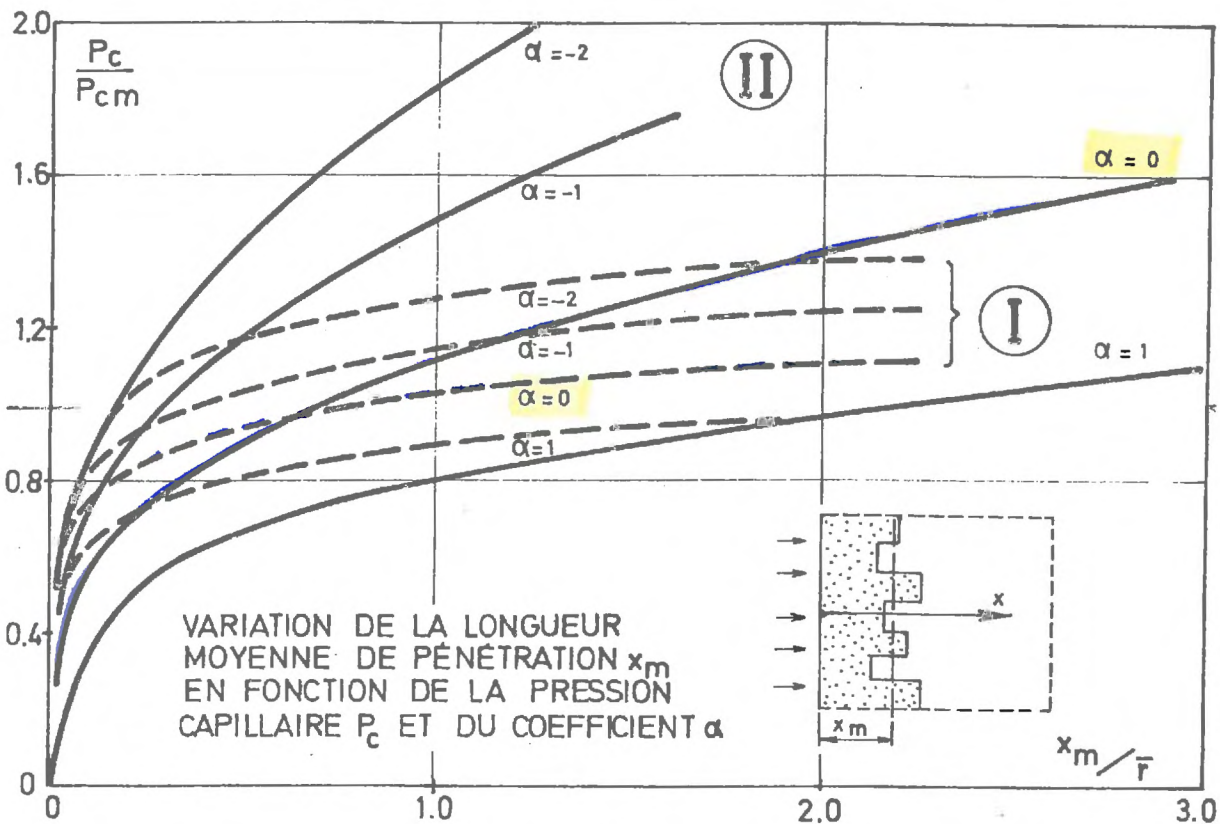
loi log-normale pour la distribution des rayons de pores (paramètres μ et σ^2)



$$I \quad \mu = 1 \\ \sigma^2 = 0,04$$

$$II \quad \mu = 1 \\ \sigma^2 = 0,25$$

a)

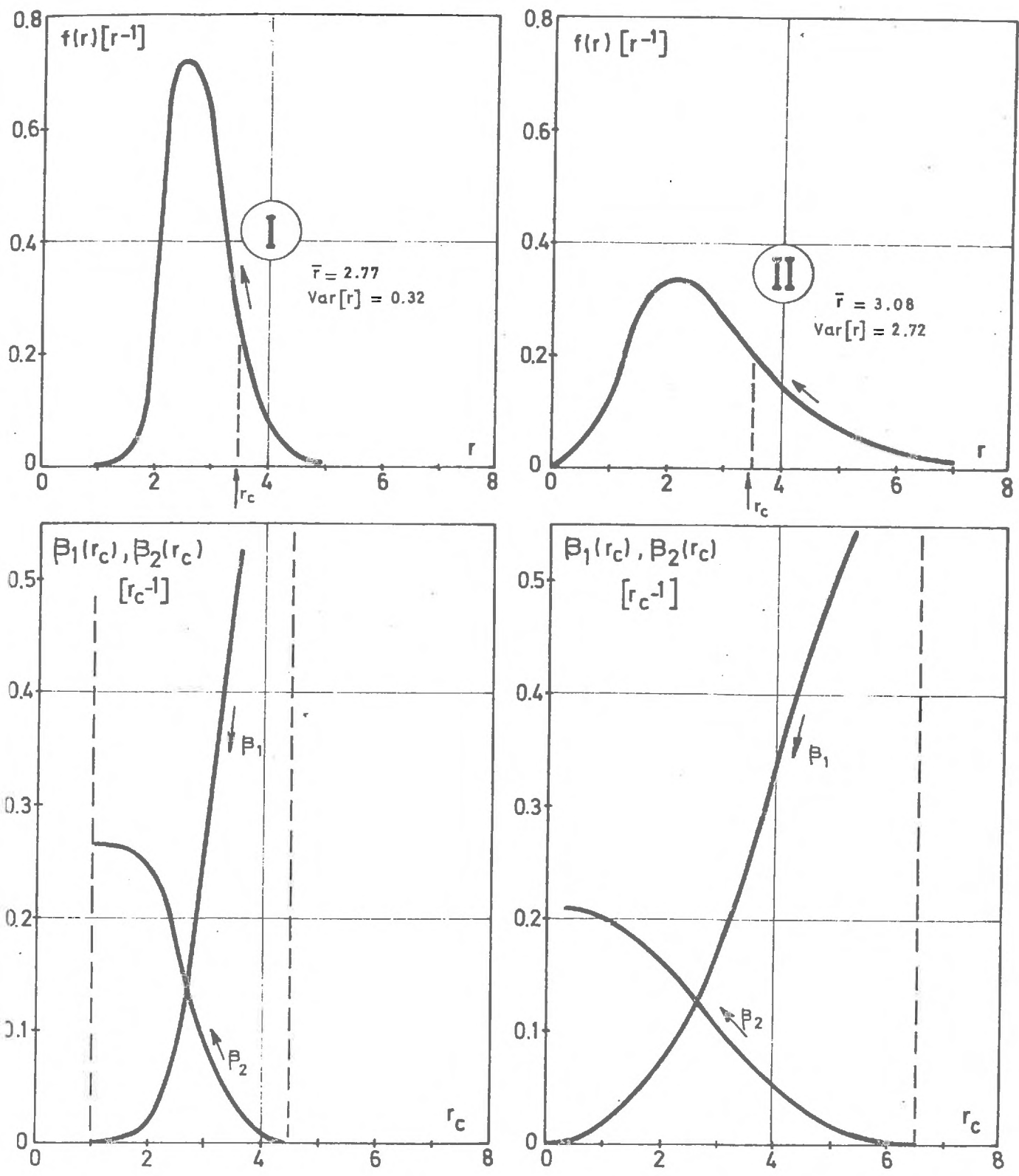


b)

loi lognormale pour r et la longueur de pore $l = c \cdot r^\alpha$

$\alpha = 0$: to. ls pour pt. de longueur $l = \bar{r}$

FIGURE 10

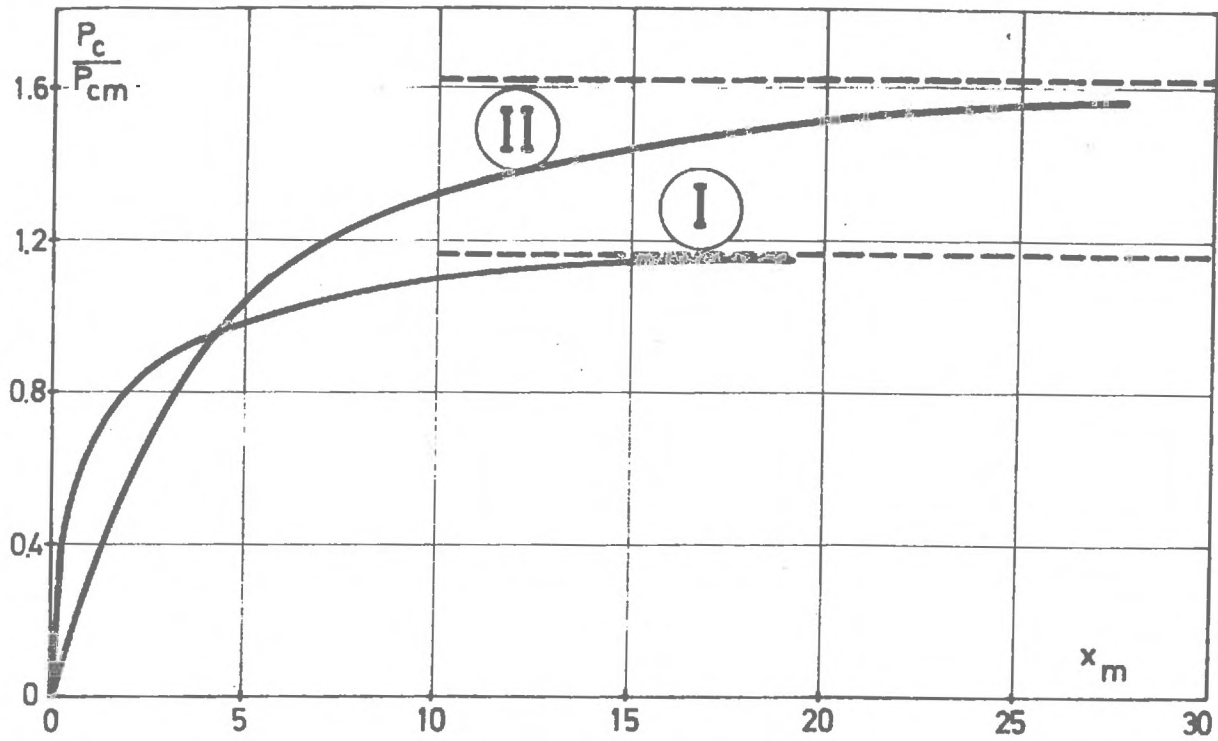


VARIATION DES PARAMETRES β_1 et β_2 EN FONCTION DU RAYON CRITIQUE r_c

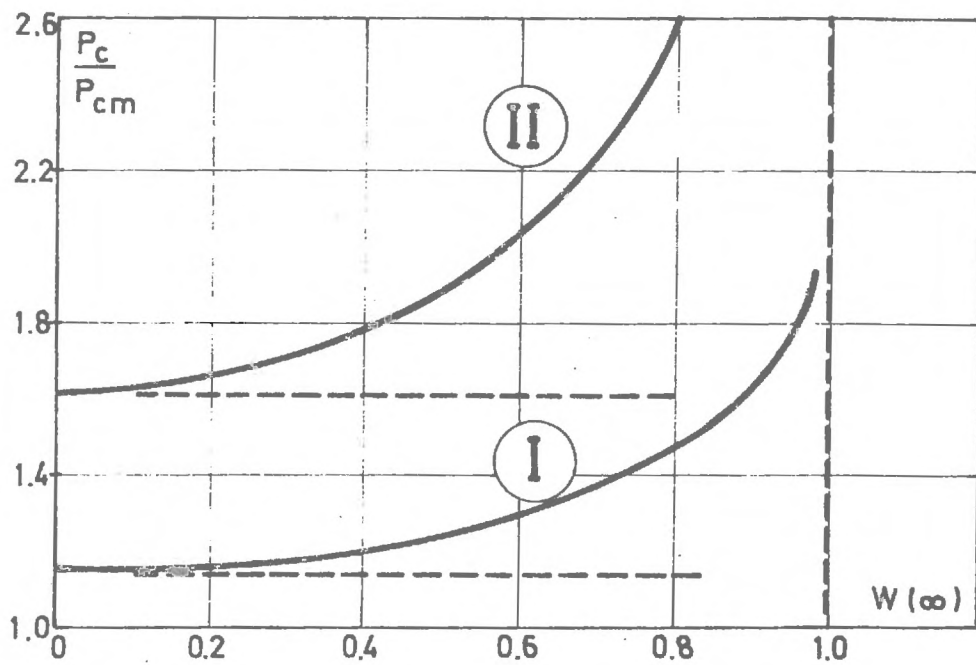
$T = 140$
 $l = d = 2\bar{r}$

FIGURE 15

$P = 0.32$
 $k = 1, 3$



VARIATION DE x_m EN FONCTION DE LA PRESSION



VARIATION DE $W(\infty)$ EN FONCTION DE LA PRESSION

FREQUENCES DE ... OBSERVEES ET
 CALCULEES SUIVANT la DISTRIBUTION
 de RAYLEIGH

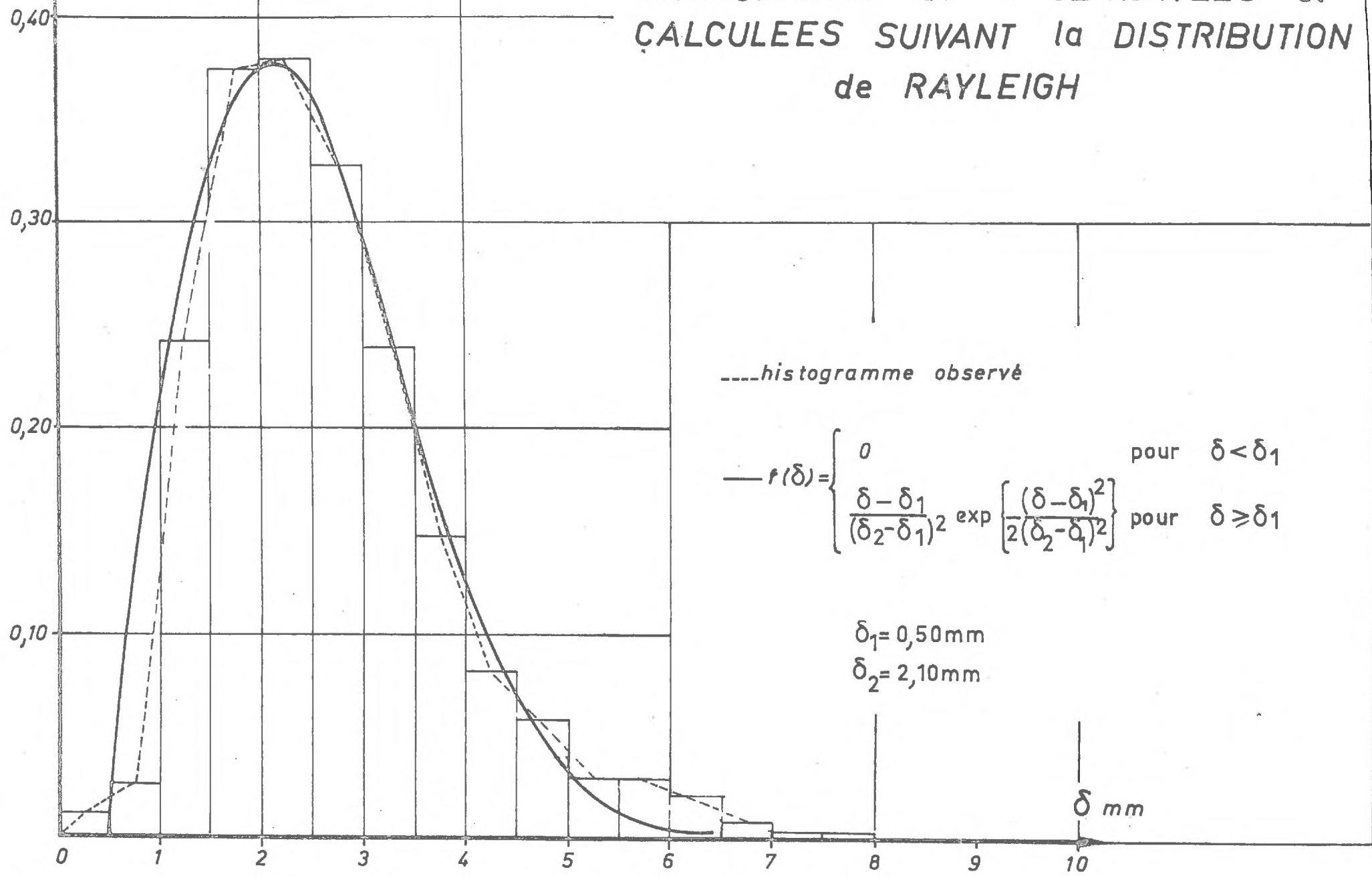
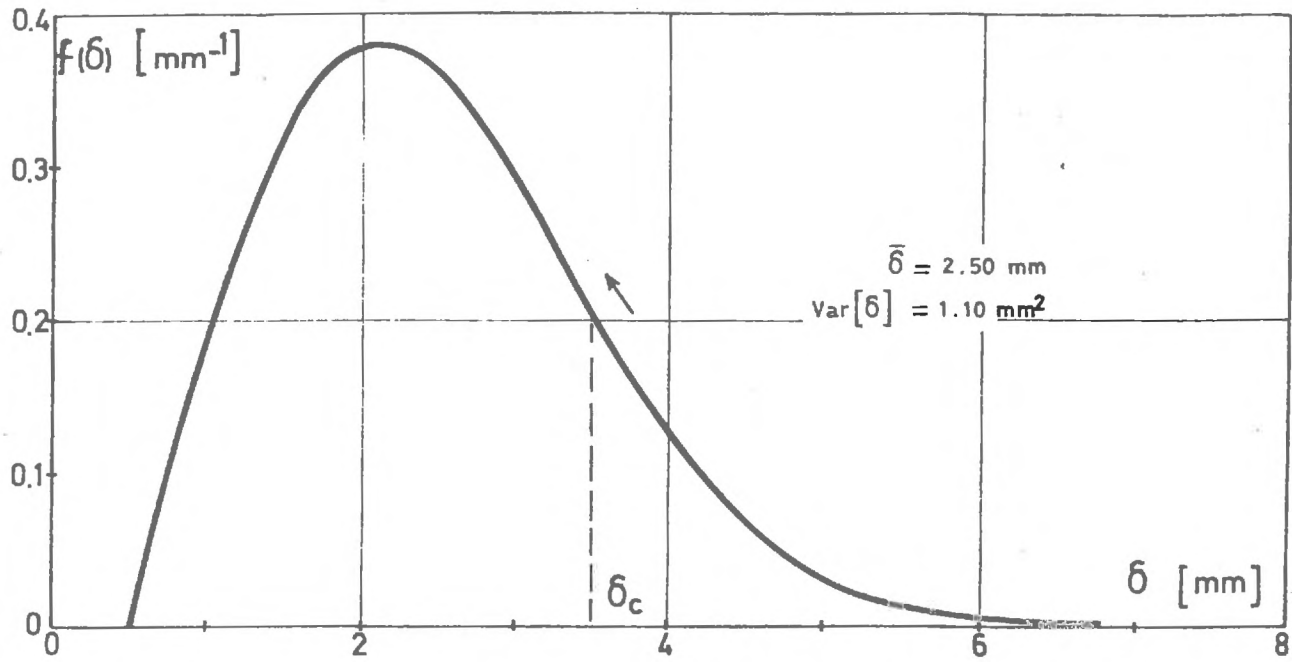


FIGURE 24



VARIATION DES PARAMETRES β_1 ET β_2 EN FONCTION DE LA DIMENSION CRITIQUE δ_c

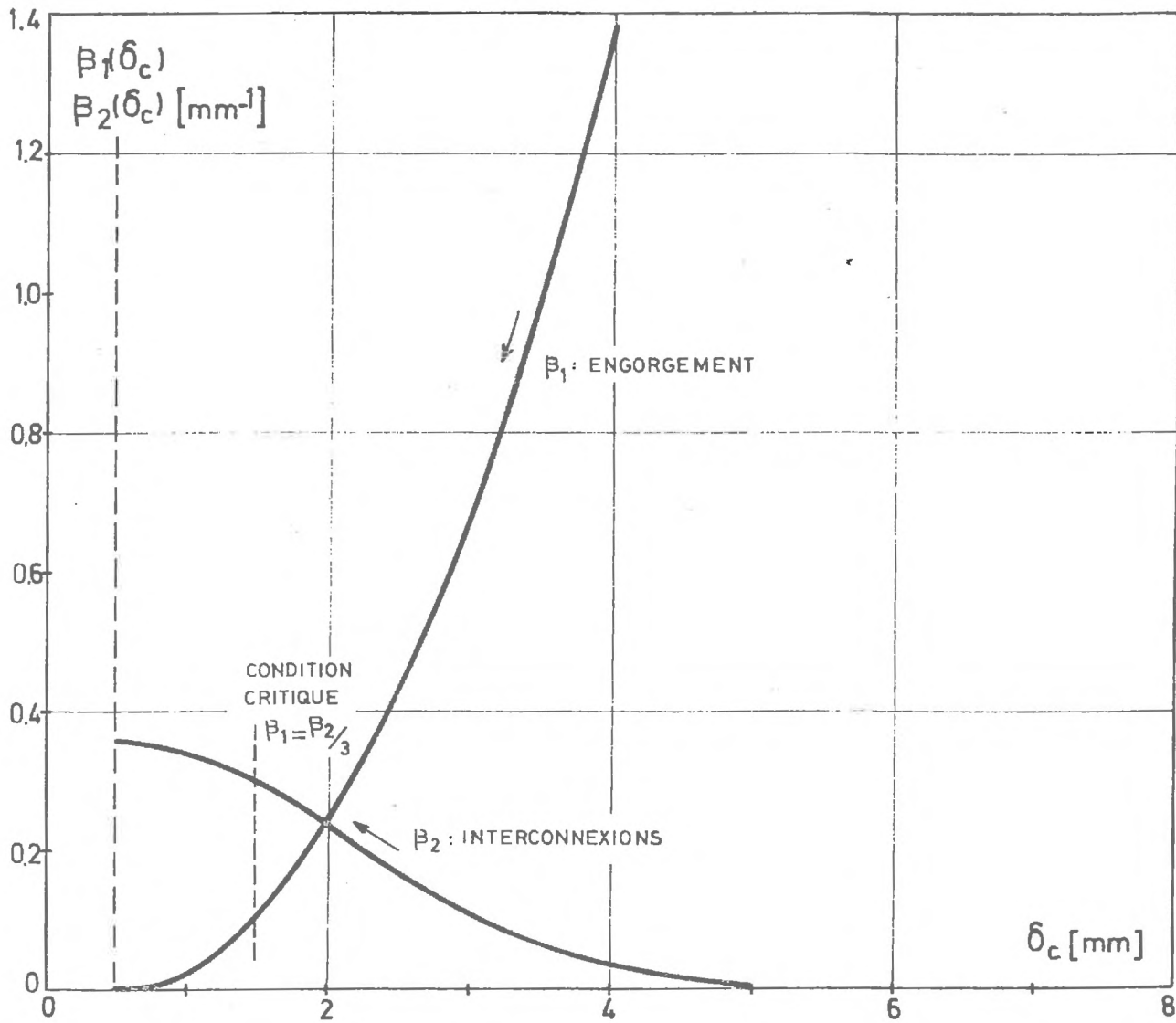


FIGURE 28

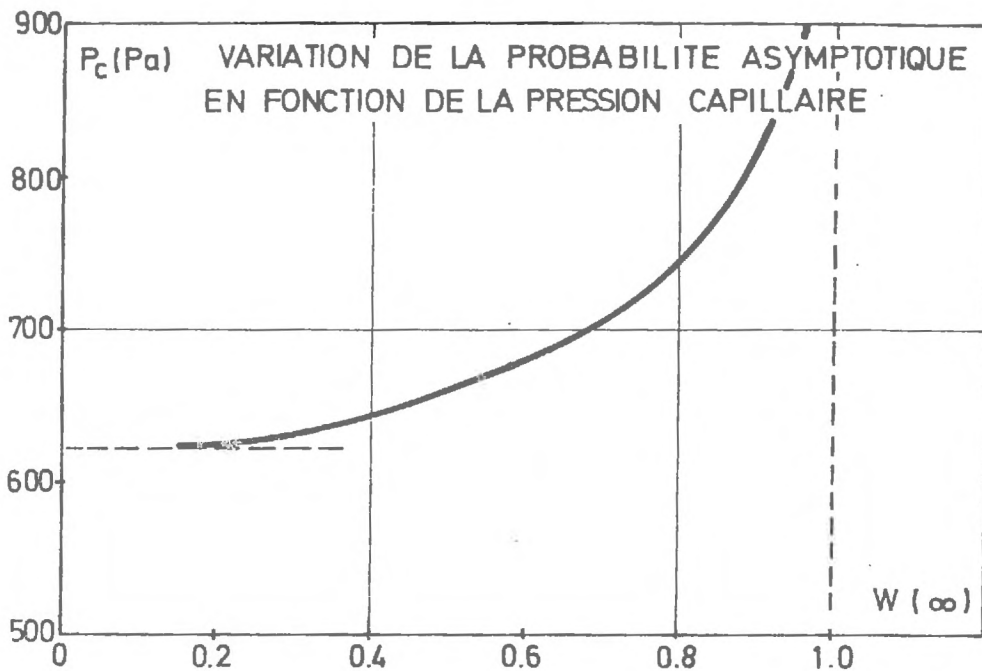
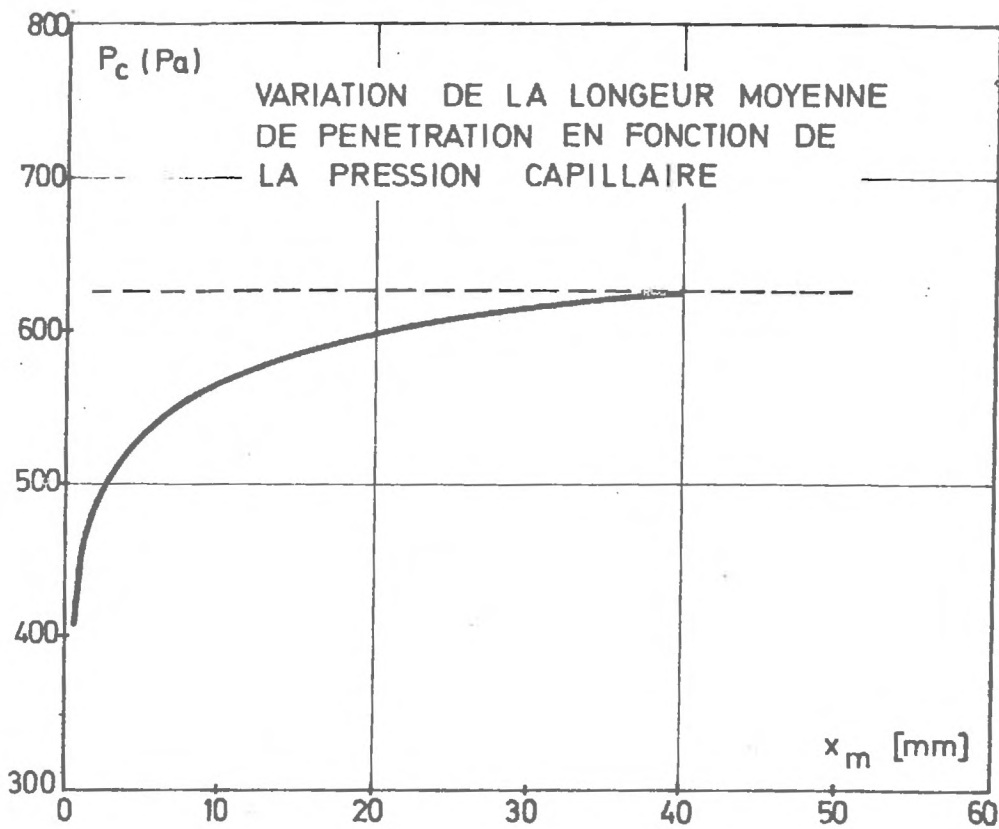
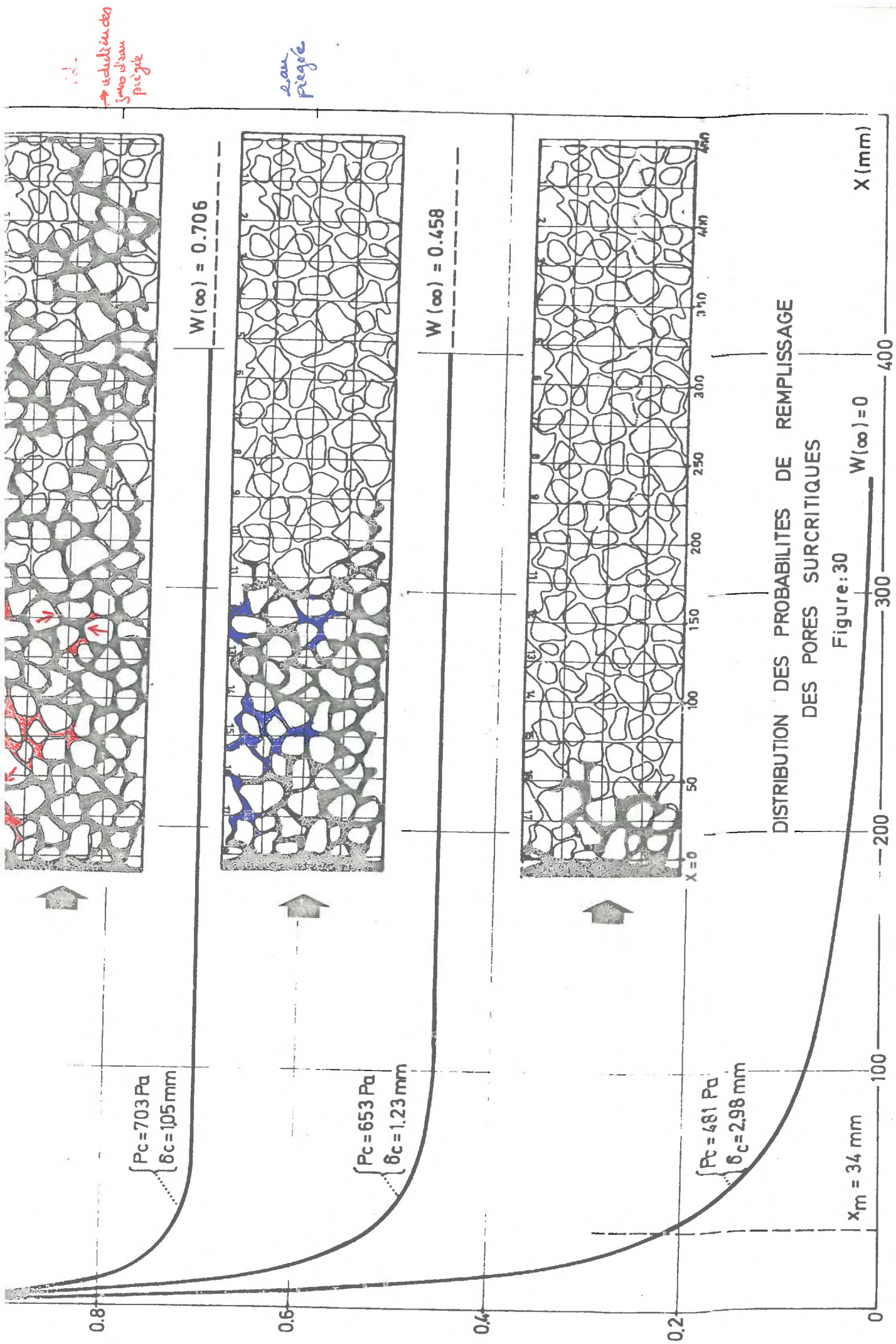


FIGURE 29



COURBES DES PRESSIONS CAPILLAIRES DU MODELE ANALOGIQUE

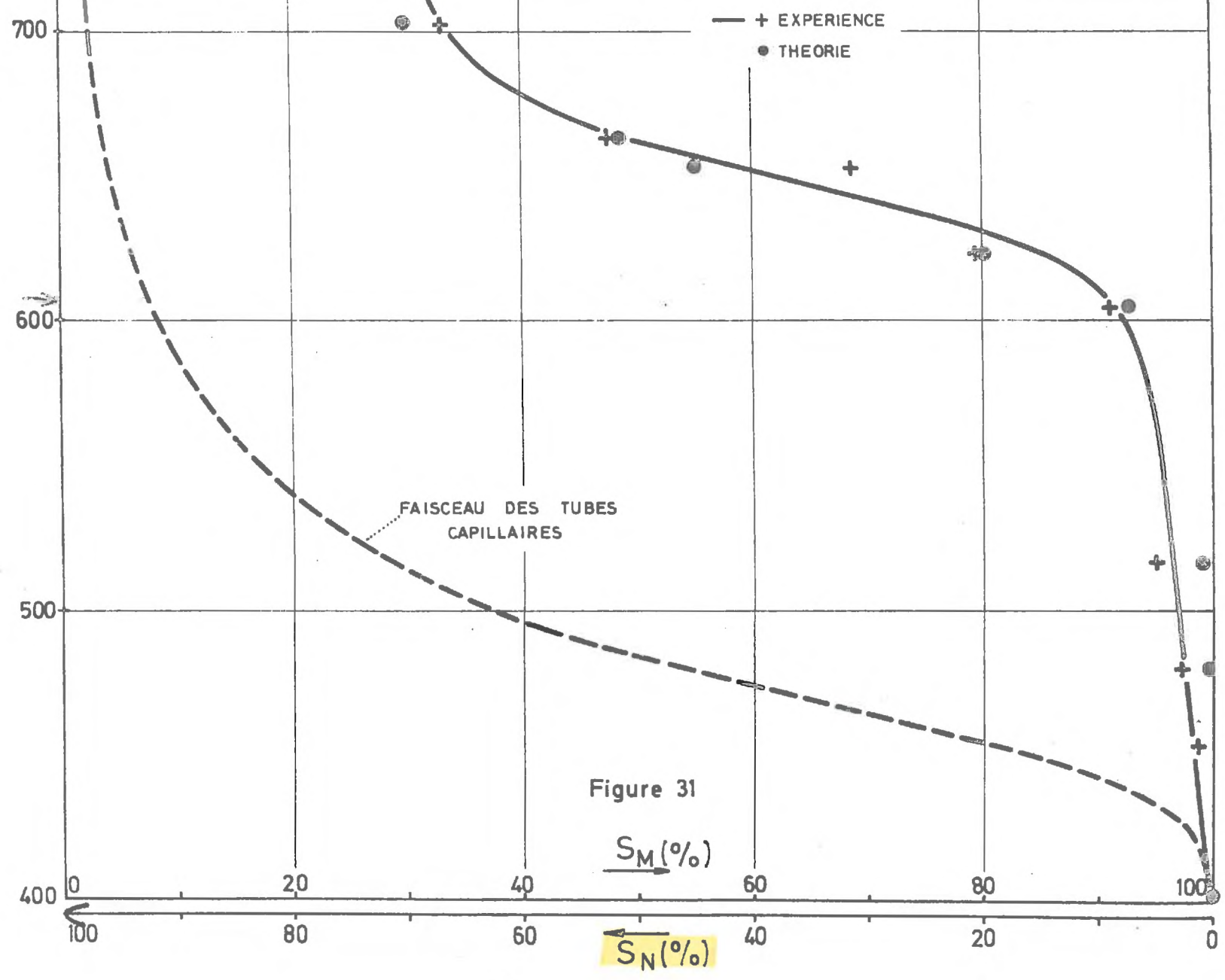


Figure 31

$S_M(\%)$

$S_N(\%)$

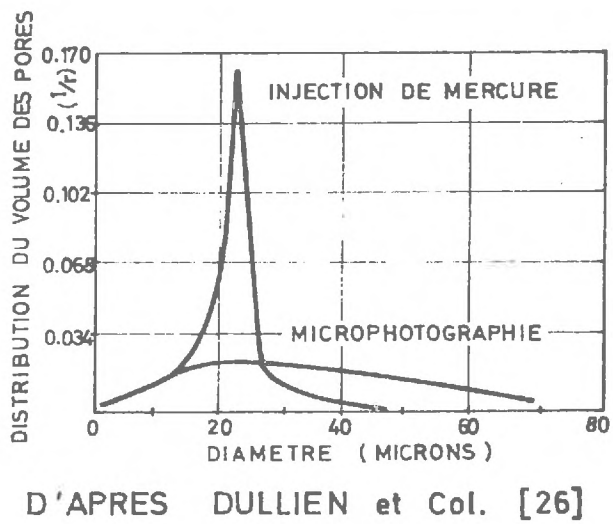
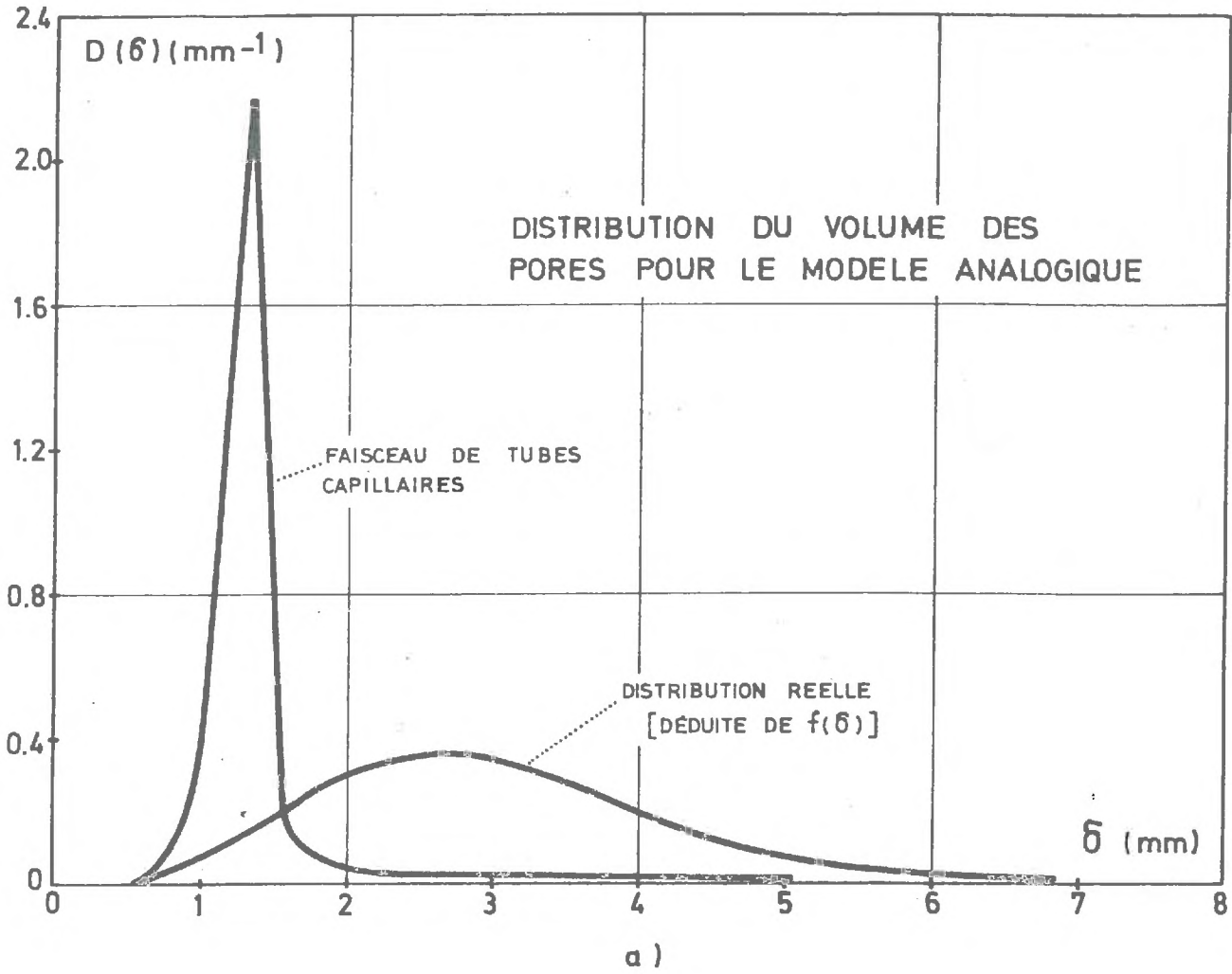


FIGURE 32

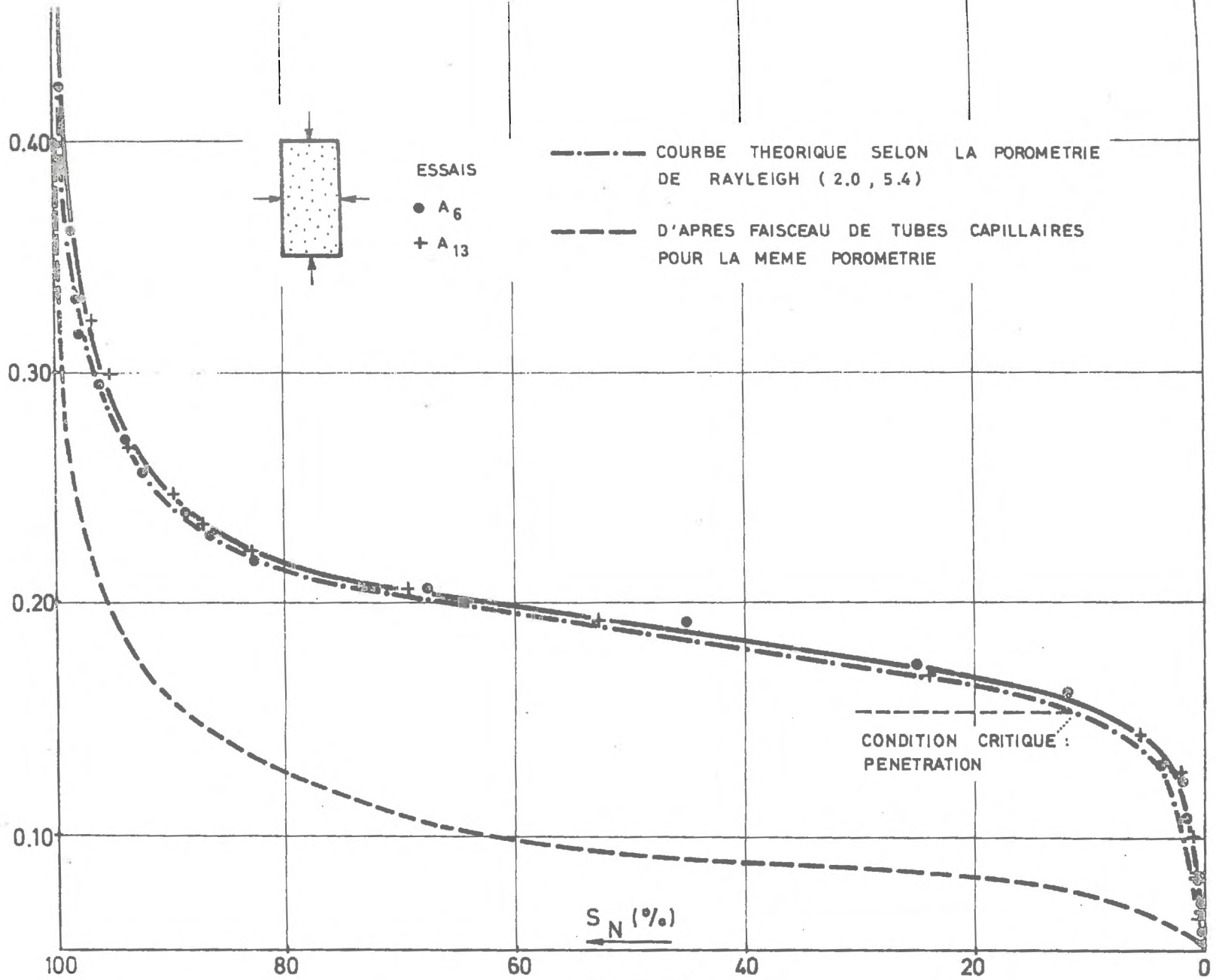


FIGURE 39

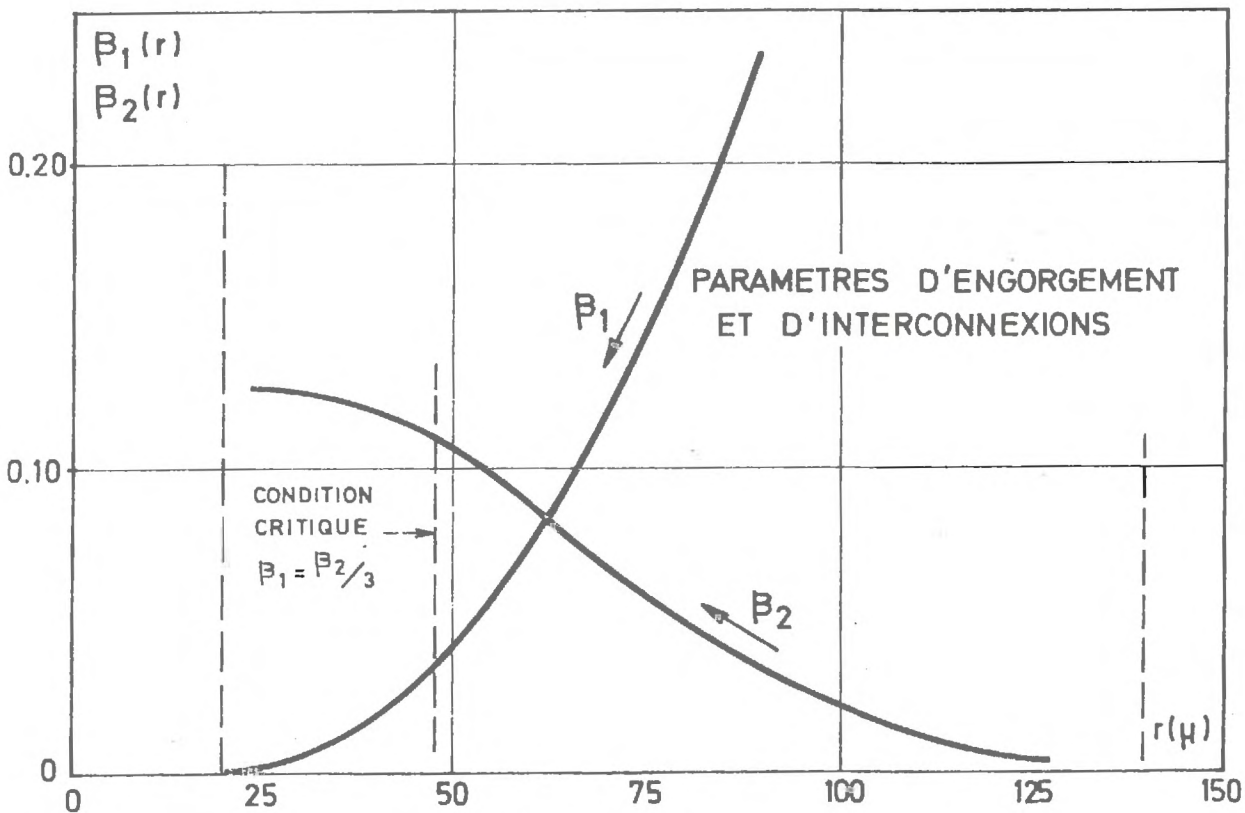
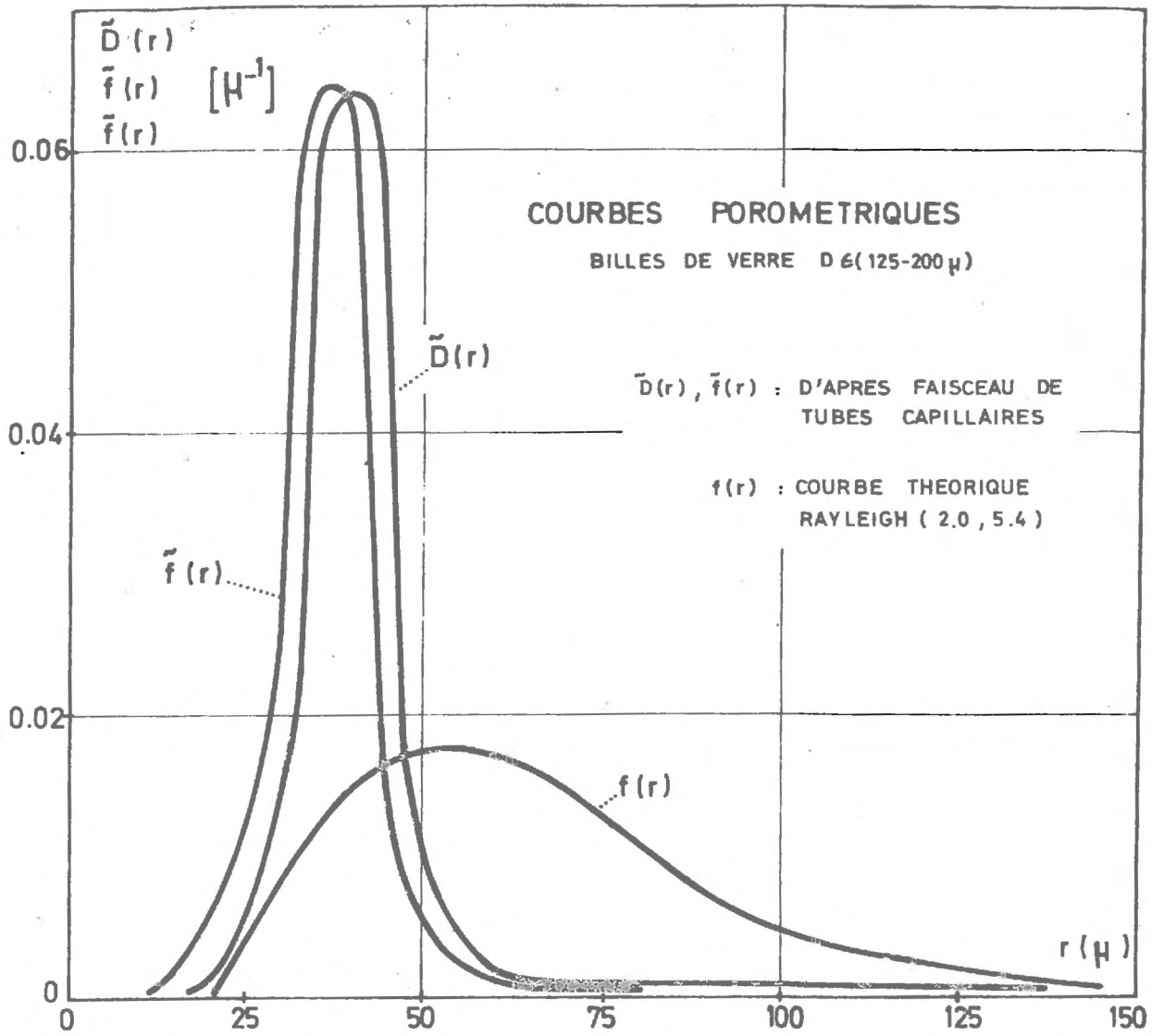


FIGURE 38

INFLUENCE DES CONDITIONS D'INJECTION SUR L'ALLURE
DES COURBES CAPILLAIRES

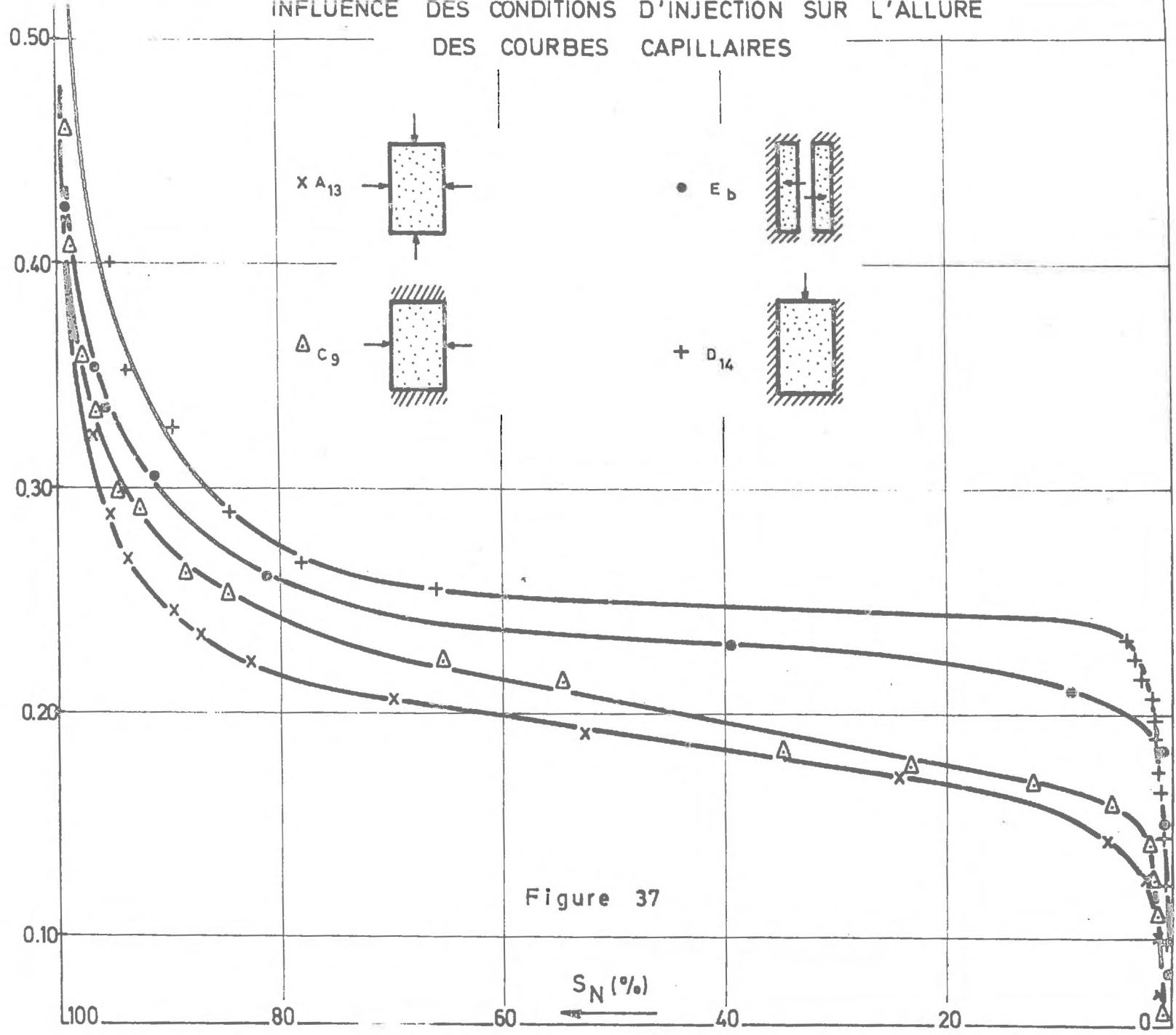


Figure 37

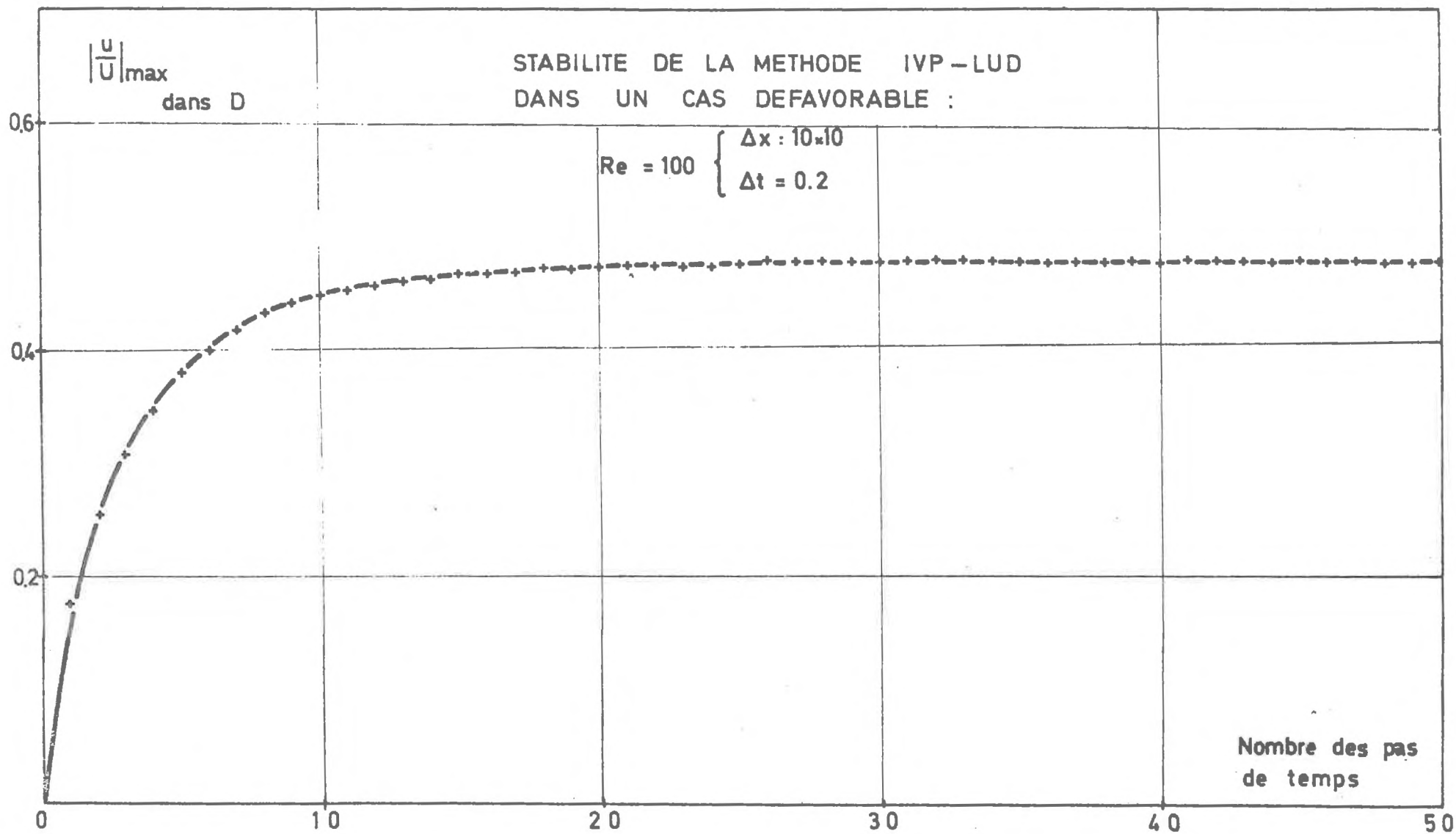
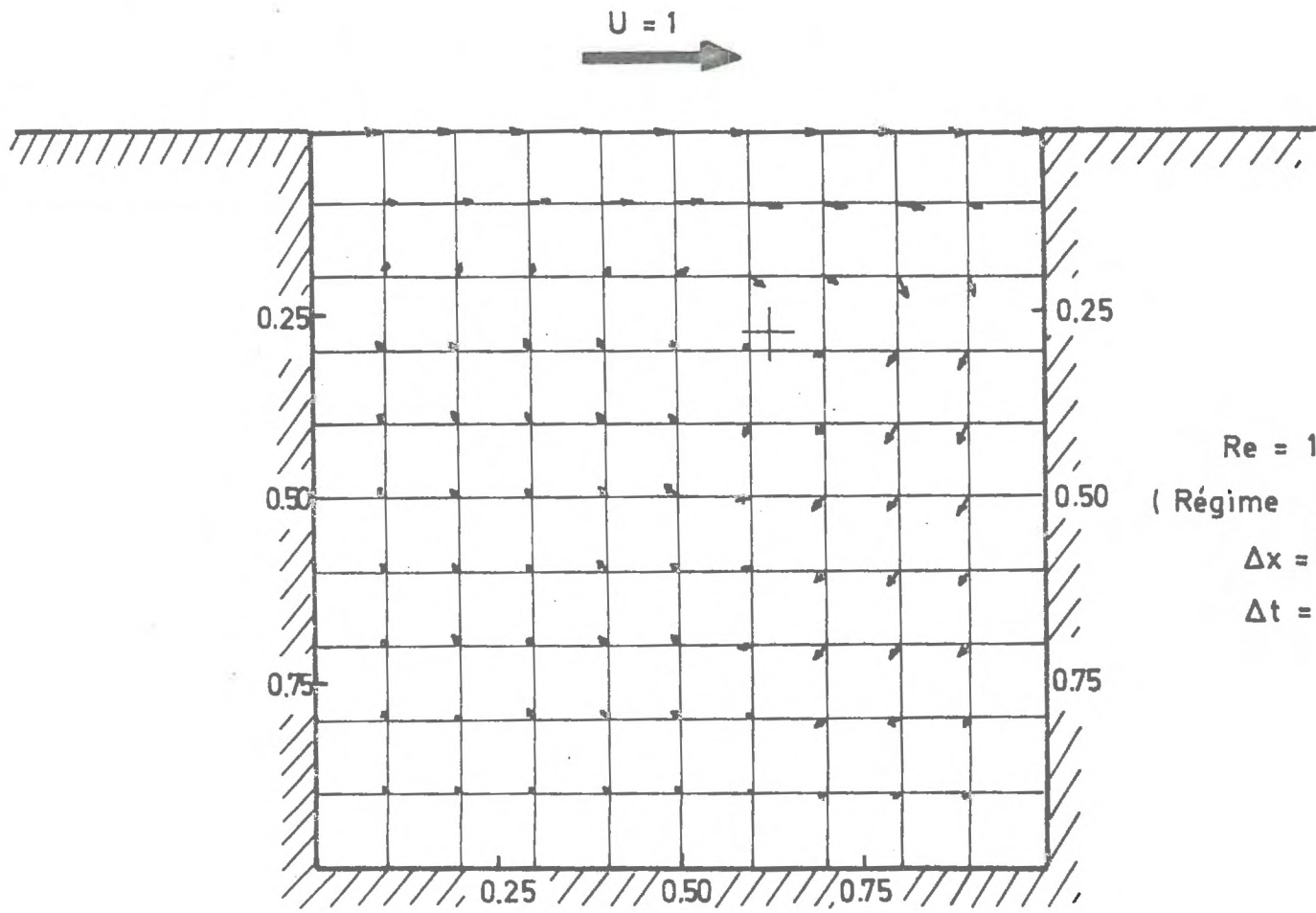


FIGURE 74



$Re = 100$, $t = 10$
 (Régime permanent)
 $\Delta x = 1/10$ } IVP-LUD
 $\Delta t = 0.02$ }

VISUALISATION DE LA SOLUTION NUMERIQUE

FIGURE 75

DISTRIBUTION DES VITESSES HORIZONTALES SELON LA VERTICALE AU CENTRE DE LA CAVITE (Re = 100)

—	50 x 50	Régime permanent	Buggraf (1966)
- - -	14 x 14	Régime permanent	Mills (1965)

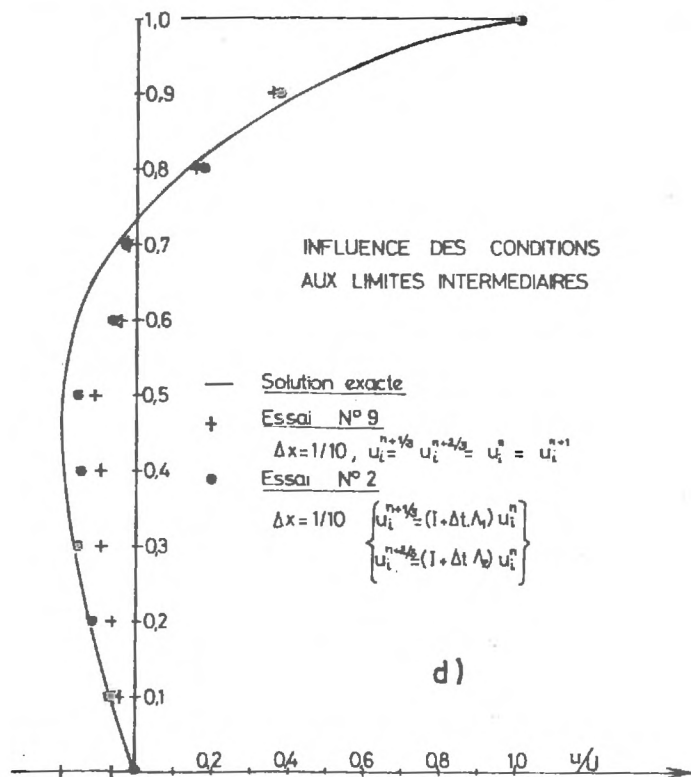
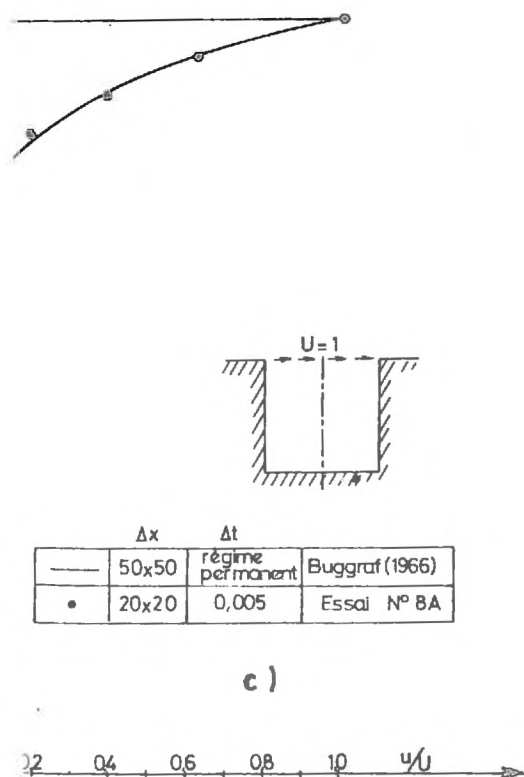
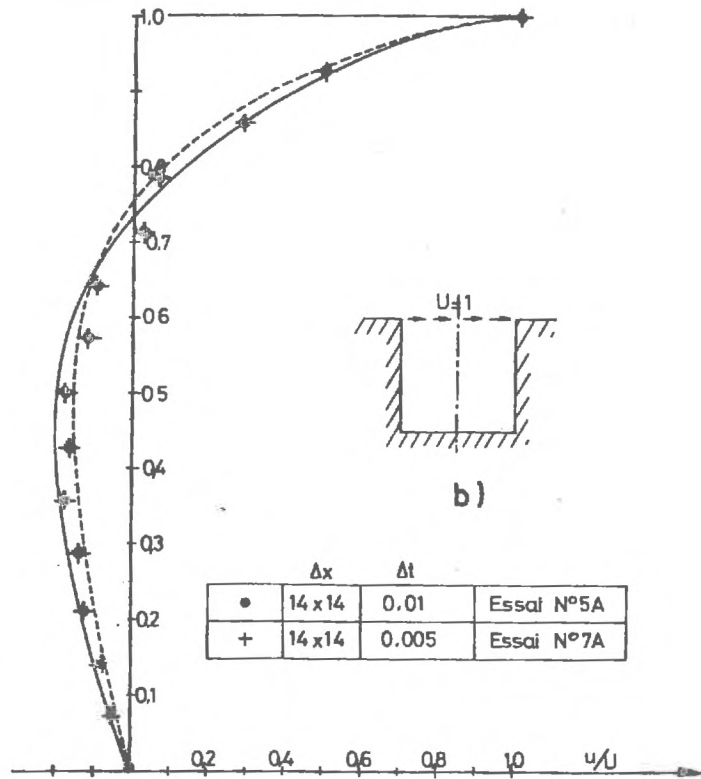
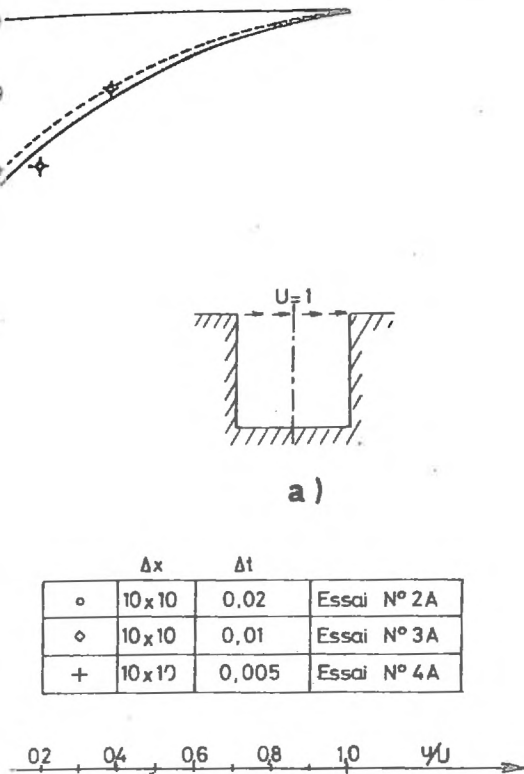


FIGURE 76

VARIATION DE LA PRESSION MAXIMALE DANS LE
DOMAINE D EN FONCTION DU TEMPS

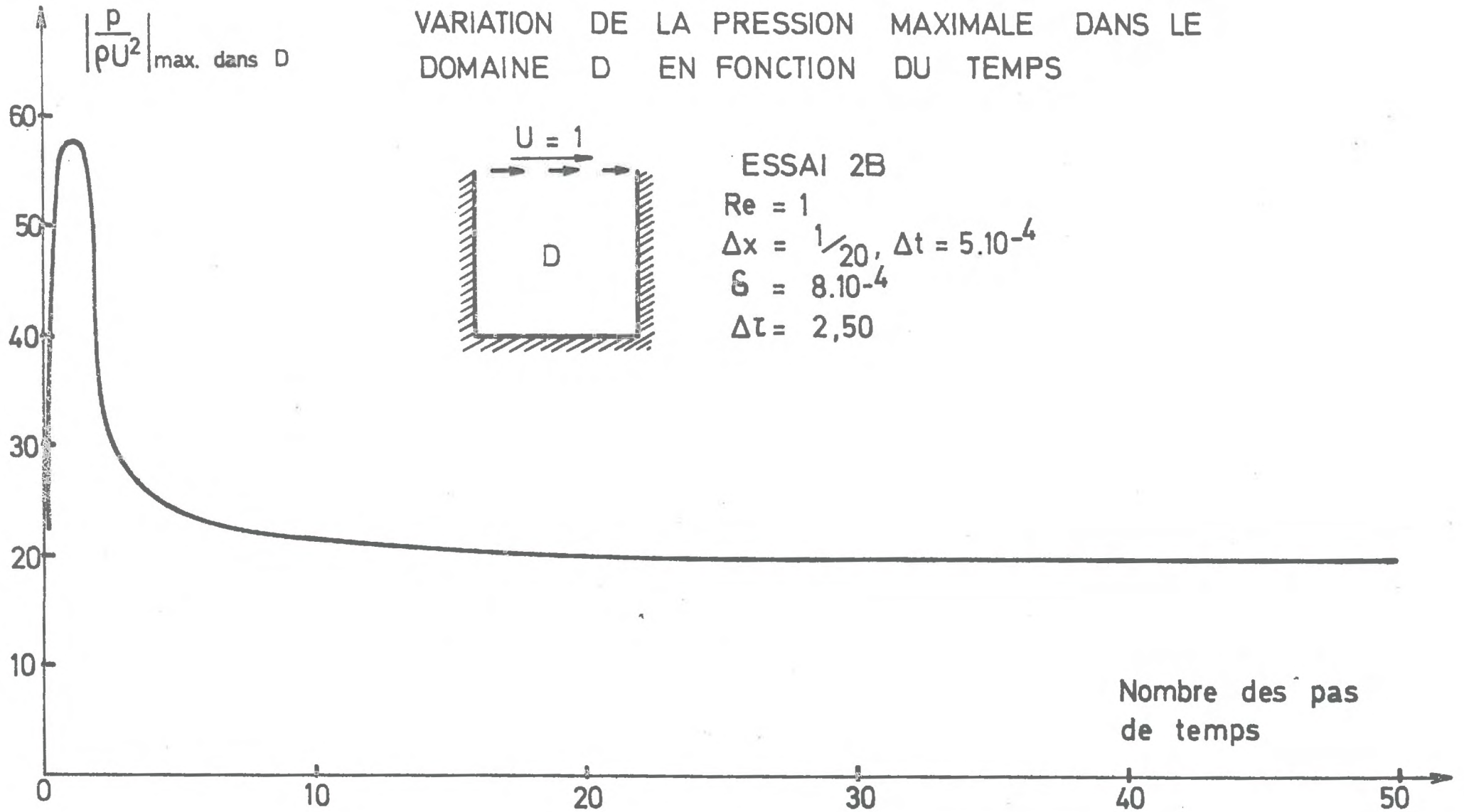


FIGURE 77

VARIATION DU NOMBRE DES ITERATIONS
SUR LA PRESSION EN FONCTION DU TEMPS

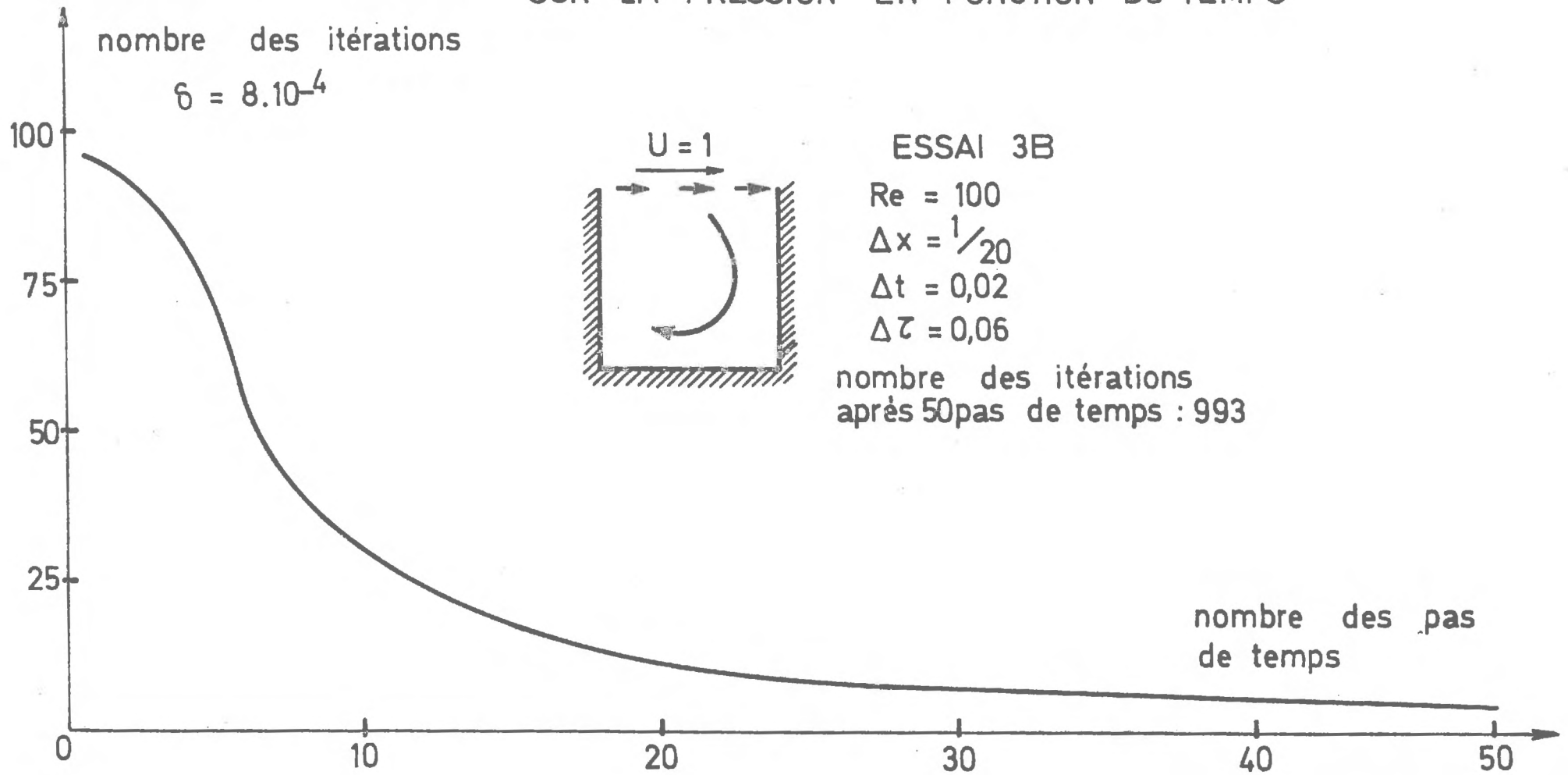


FIGURE 78

DETERMINATION DU PARAMETRE $(\Delta\tau)_{opt}$
 DE CONVERGENCE (ESSAI 2B)

$Re = 100, \Delta x = 1/20, \Delta t = 0.02$

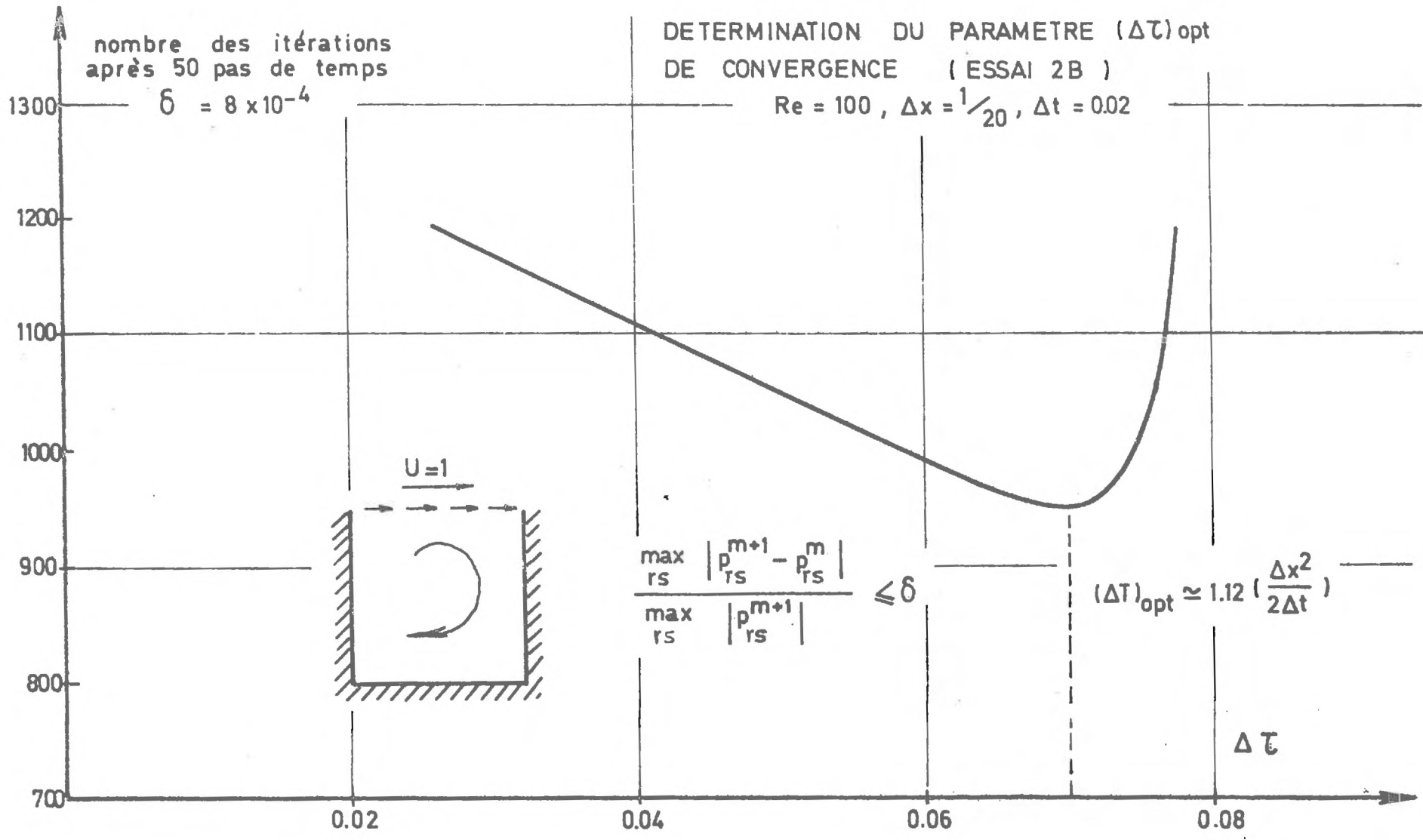


FIGURE 79

DISTRIBUTION DES VITESSES HORIZONTALES
LE LONG DE L'AXE A B

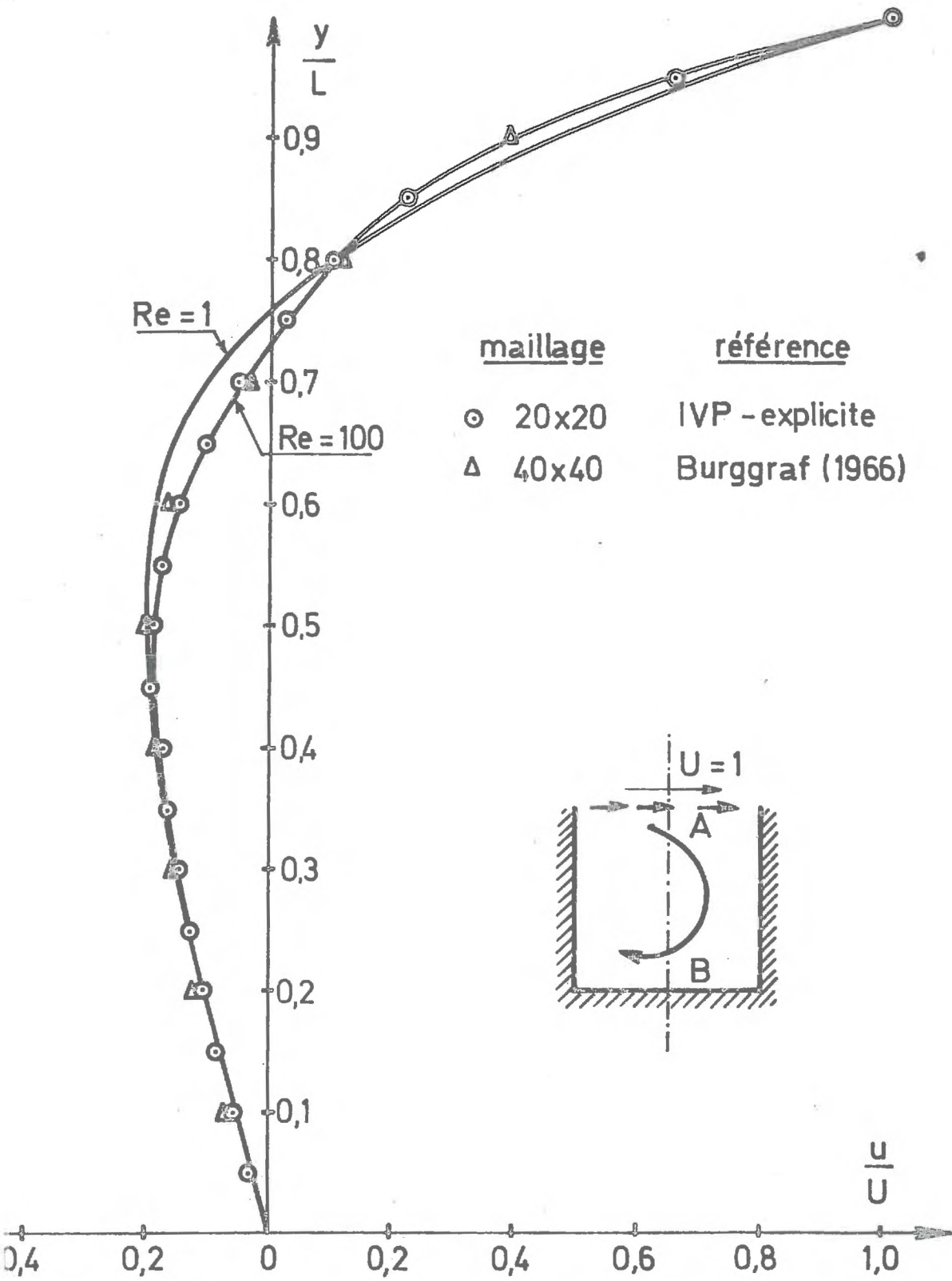
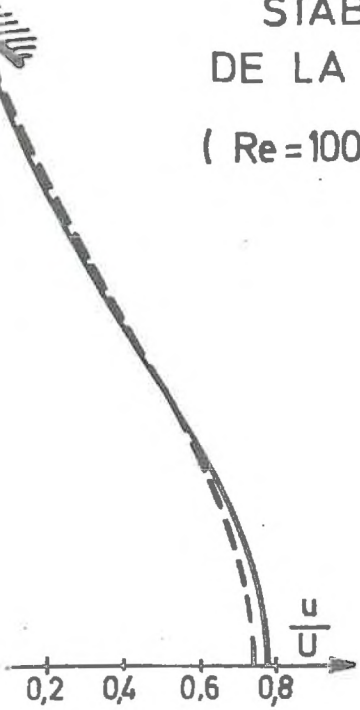


FIGURE 80

STABILITE OU INSTABILITE DE LA METHODE NUMERIQUE

($Re=100$, $t=0,1$, $\beta = \frac{2}{3}$, $\gamma = \frac{3}{8}$)



$y/H = 0,0675$

y/H

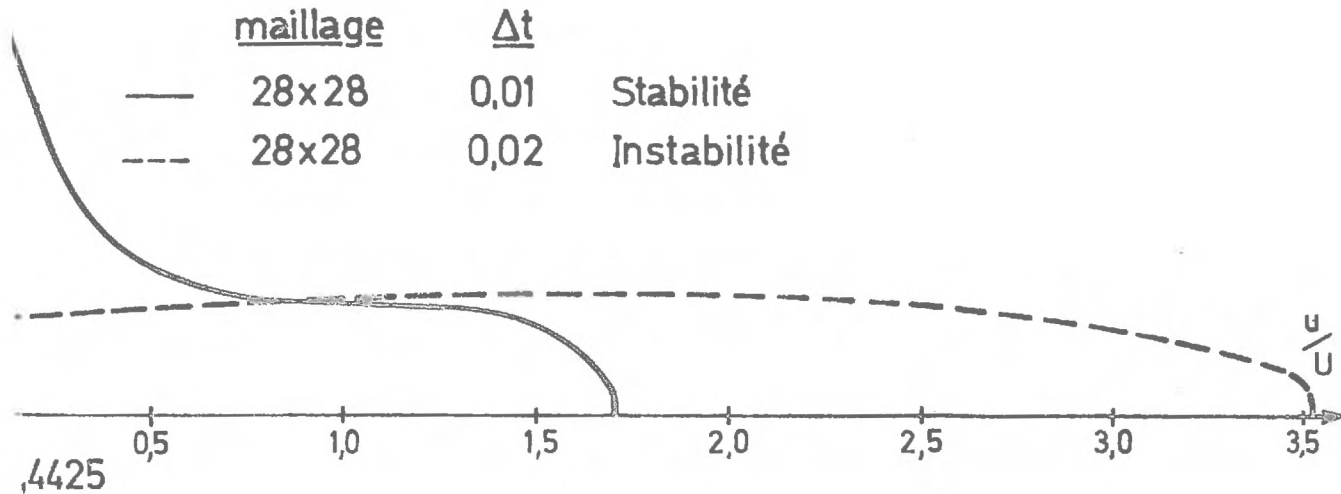
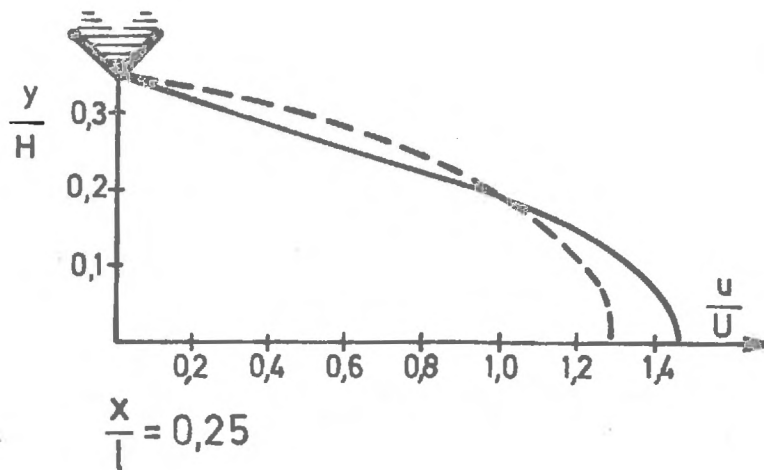
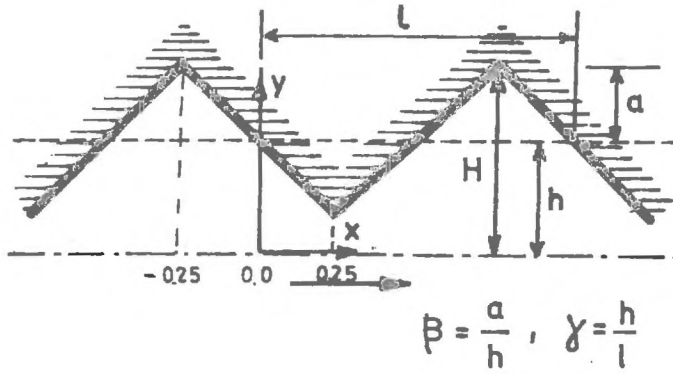


FIGURE 84

EN REGIME NON PERMANENT

($Re = 100$, $t = 2$, $\beta = 2/3$, $\delta = 3/8$)

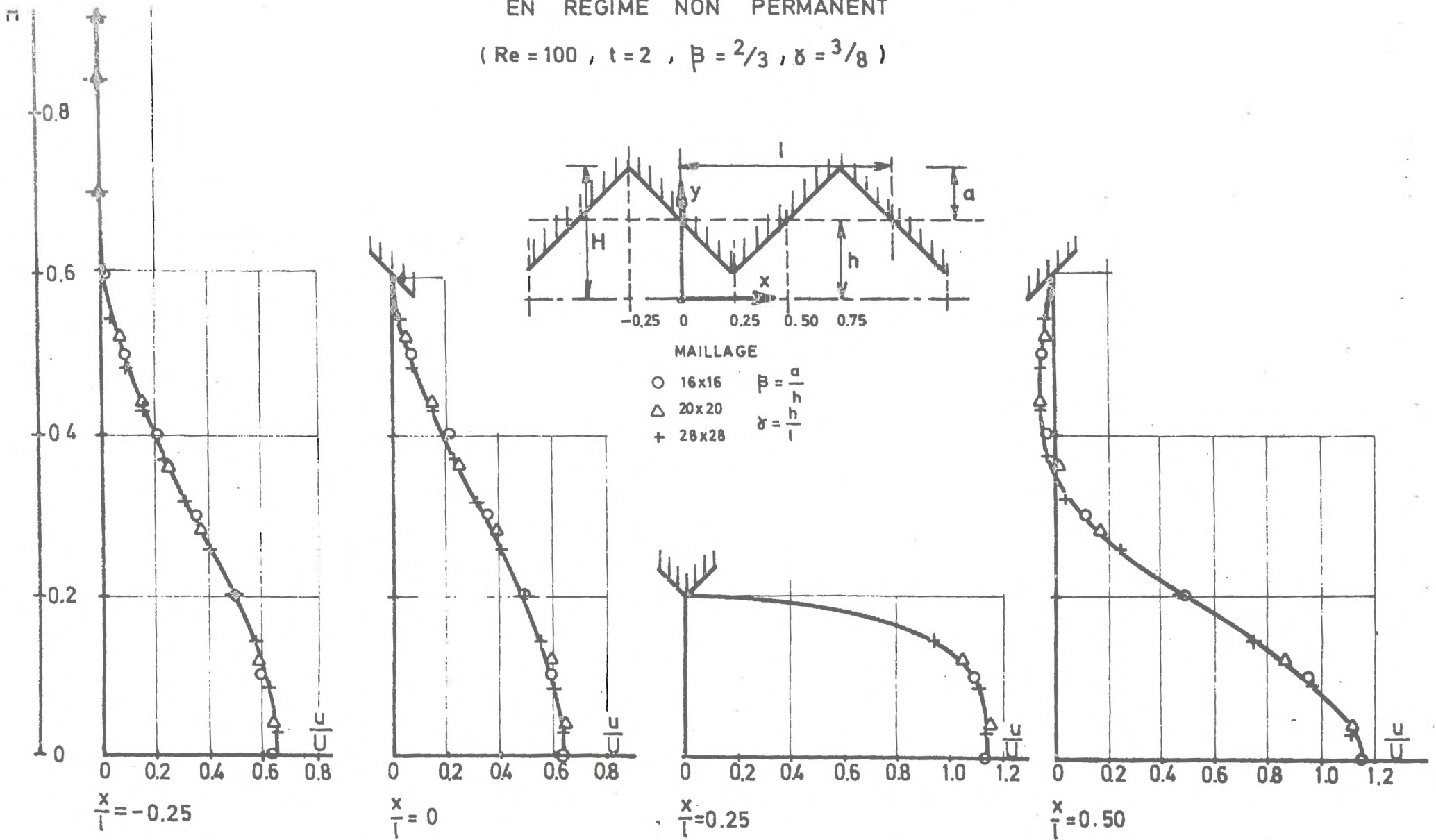


FIGURE 85

DISTRIBUTION DES VITESSES LONGITUDINALES EN REGIME PERIODIQUE

($Re=100$, $\beta = 2/3$, $\gamma = 3/8$)

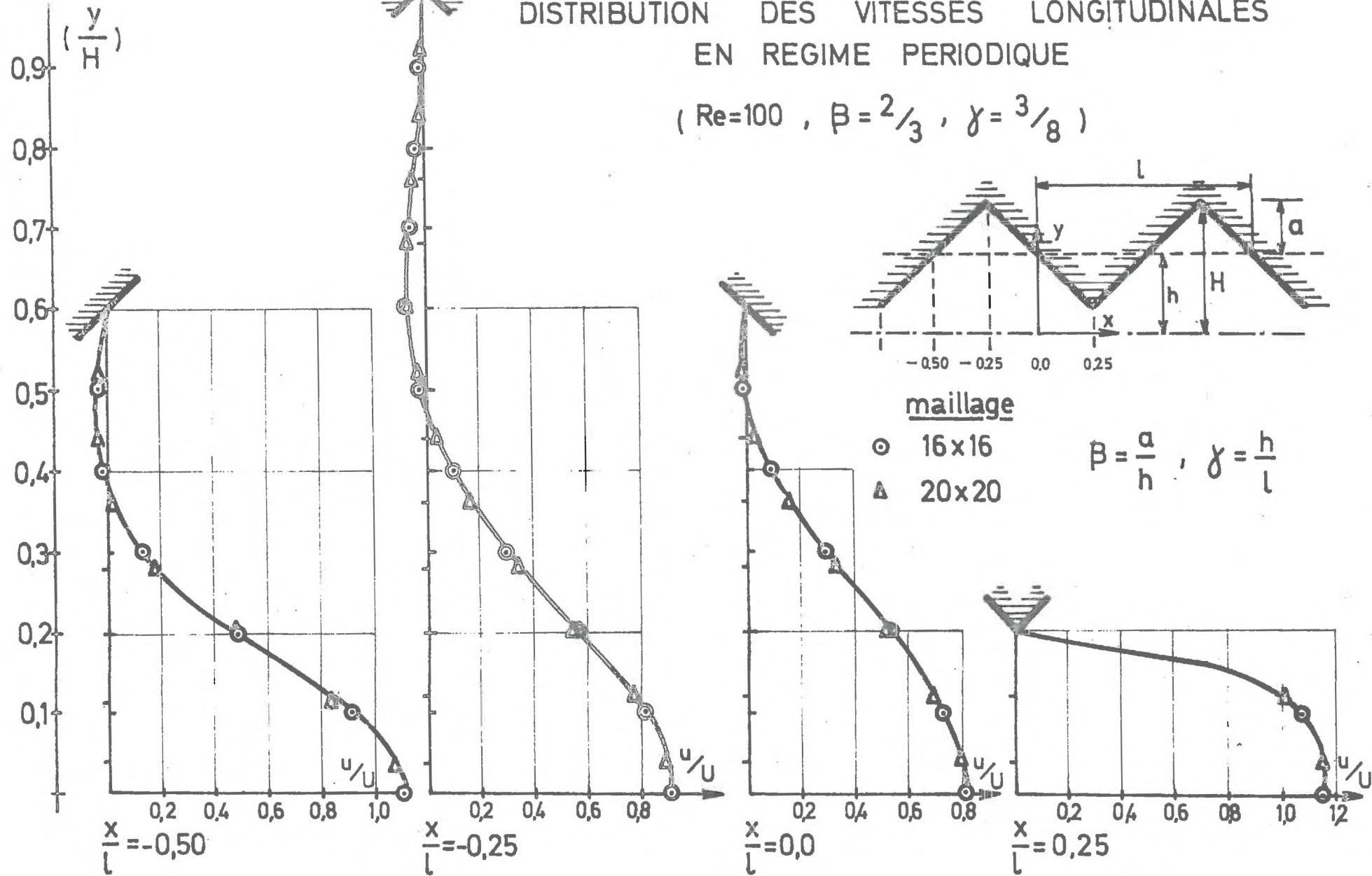


FIGURE 86

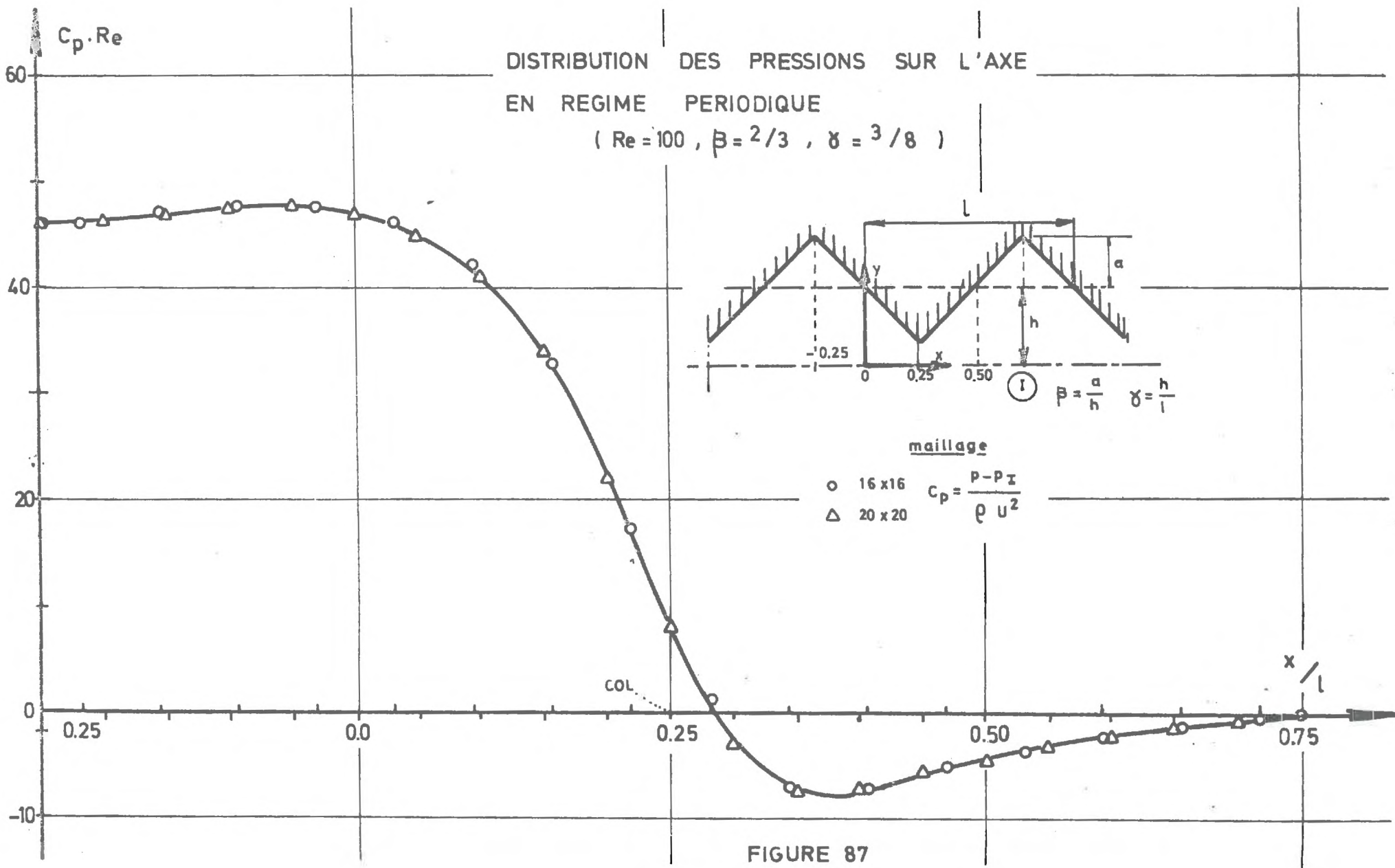


FIGURE 87

$$\left| \frac{p}{\rho U^2} \right|_{\max.}$$

dans D

$$\delta = 8 \cdot 10^{-4}$$

VARIATION DE LA PRESSION MAXIMALE DU DOMAINE D EN FONCTION DU TEMPS

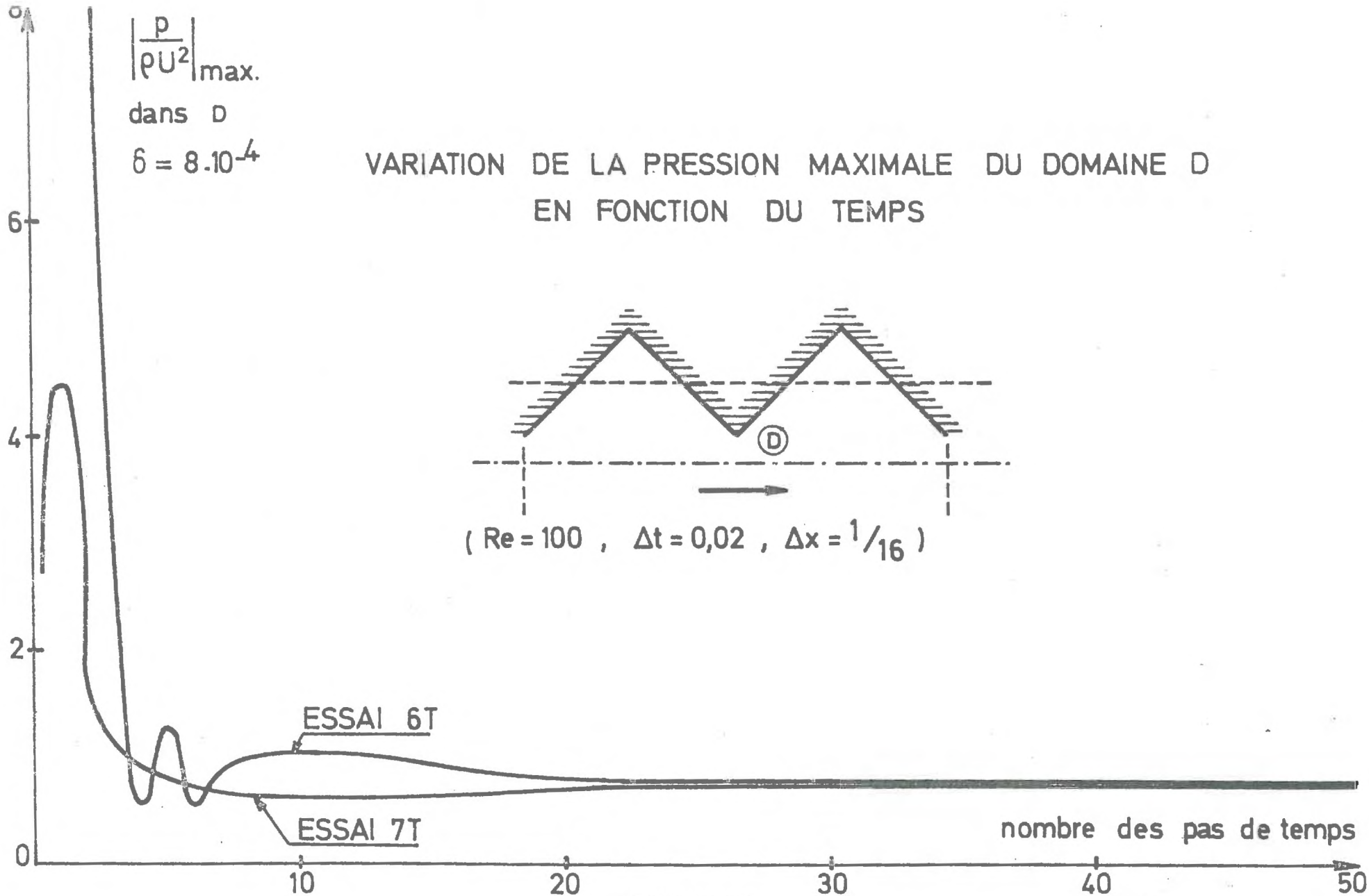
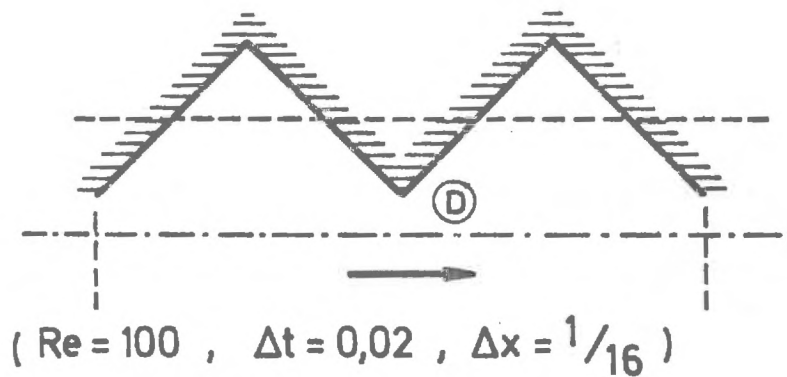
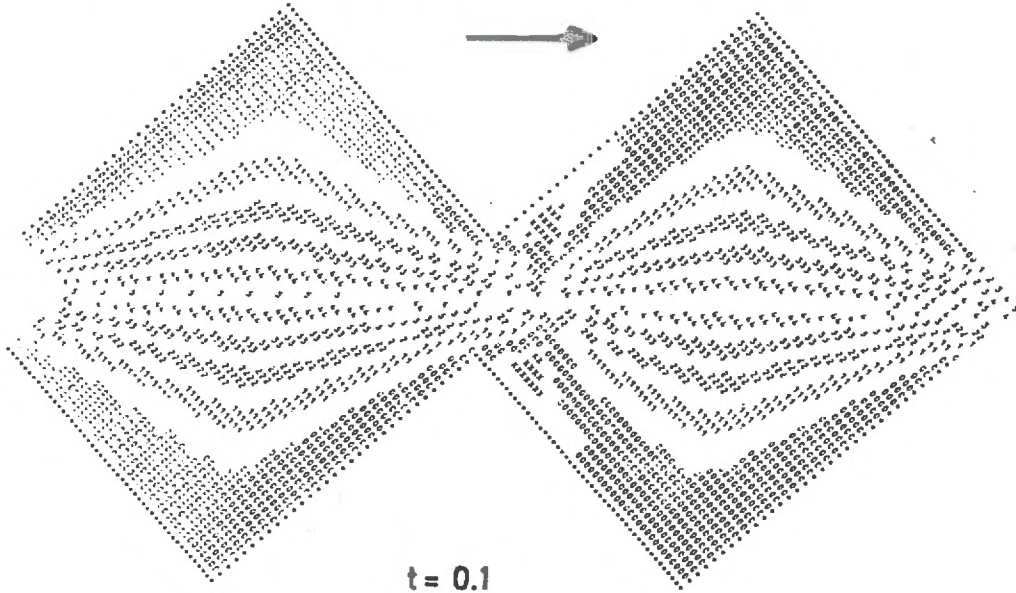


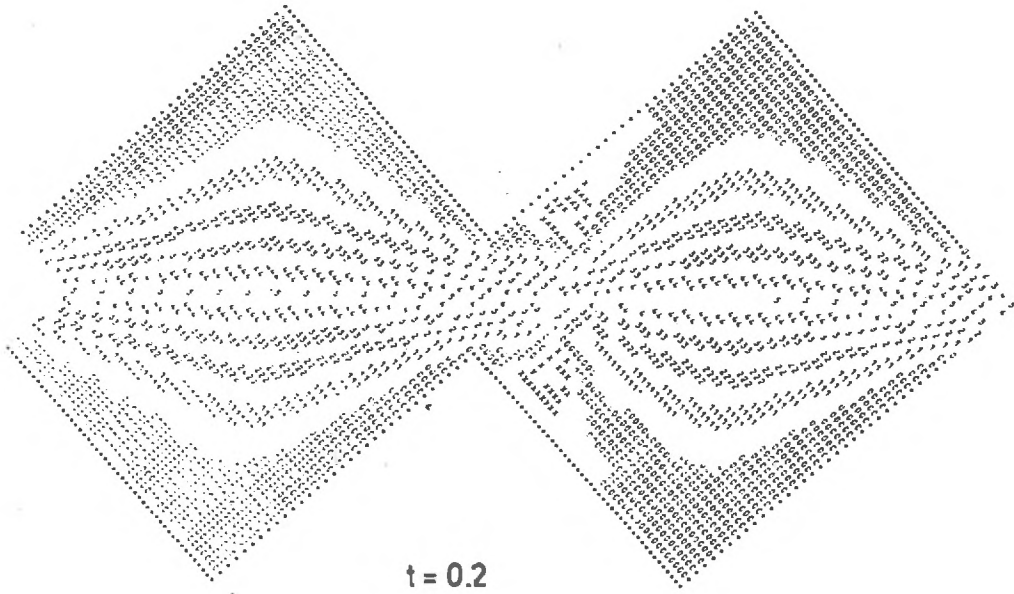
FIGURE 89

LIGNES DE COURANT - REGIME TRANSITOIRE

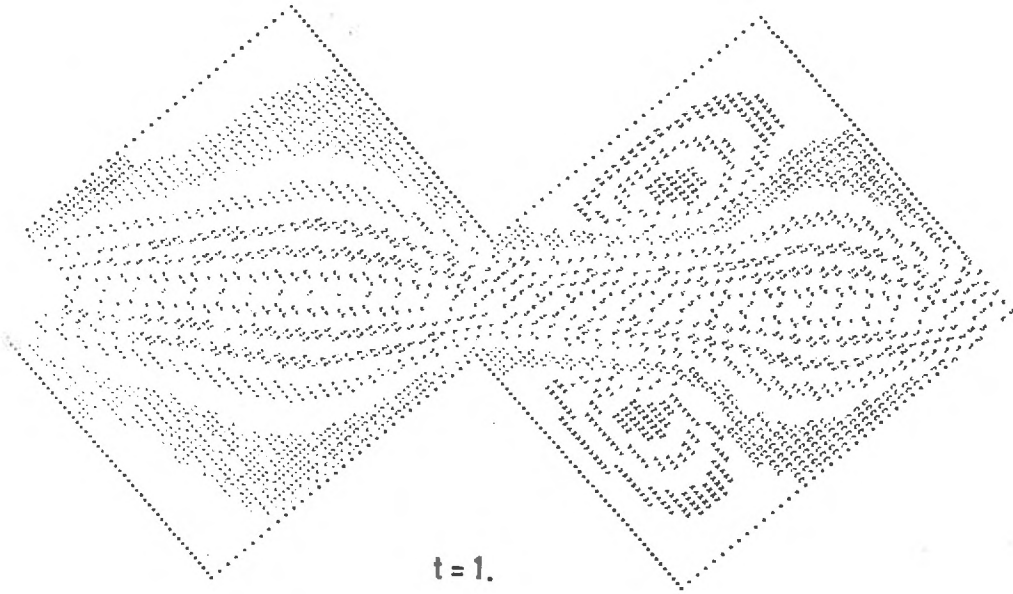
($Re_0 = 0$. $Re = 100$.)



$t = 0.1$



$t = 0.2$

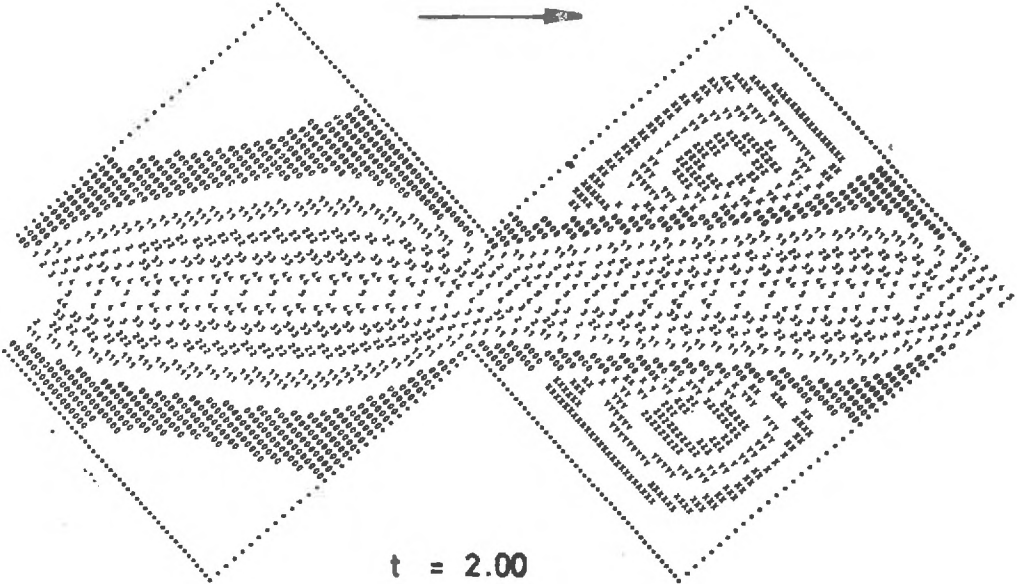


$t = 1$.

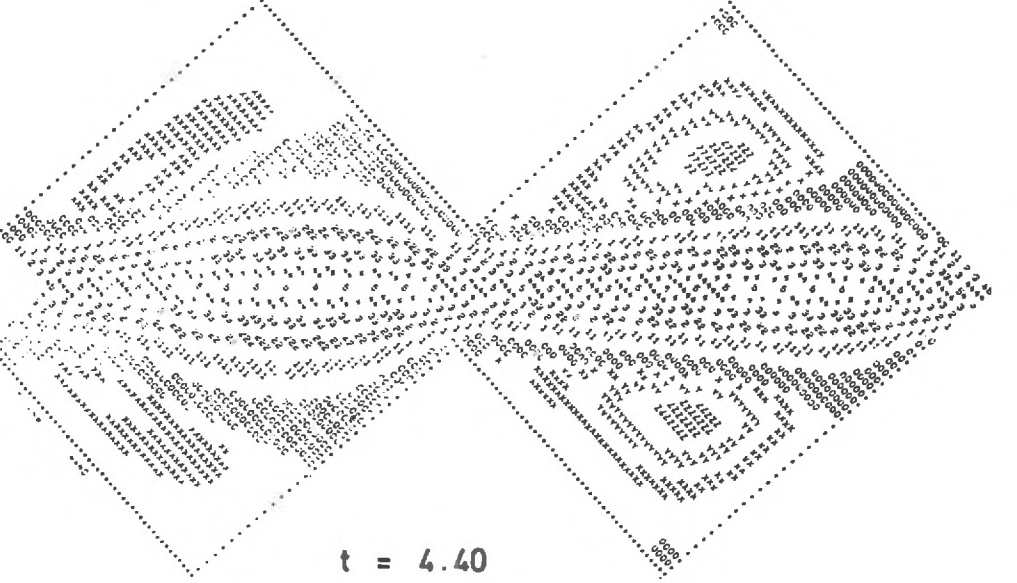
FIGURE 92-a

REGIME TRANSITOIRE

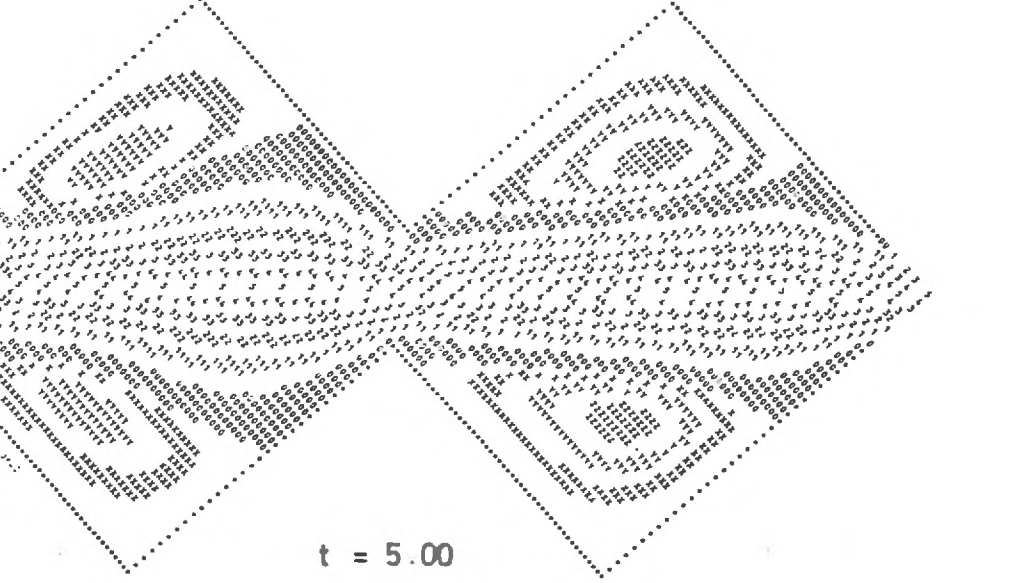
$Re = 100$



$t = 2.00$



$t = 4.40$

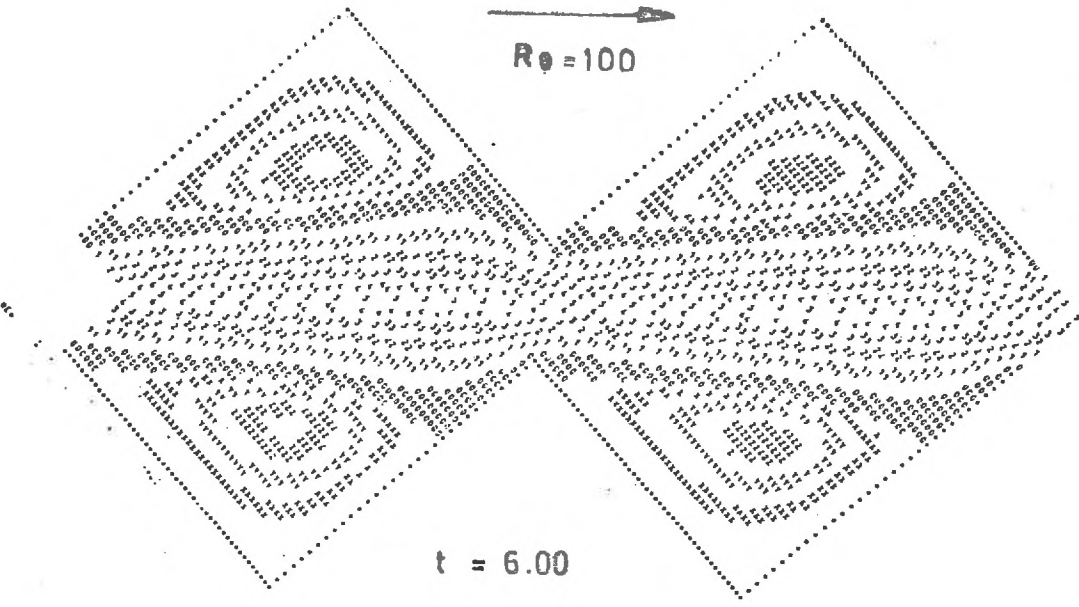


$t = 5.00$

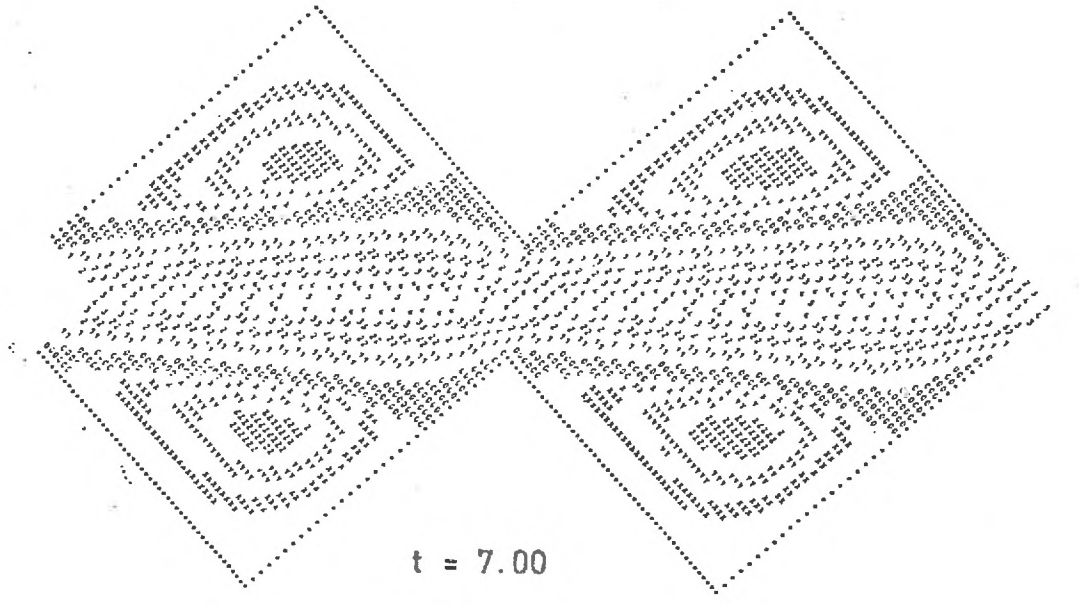
FIGURE 92-b

REGIME TRANSITOIRE

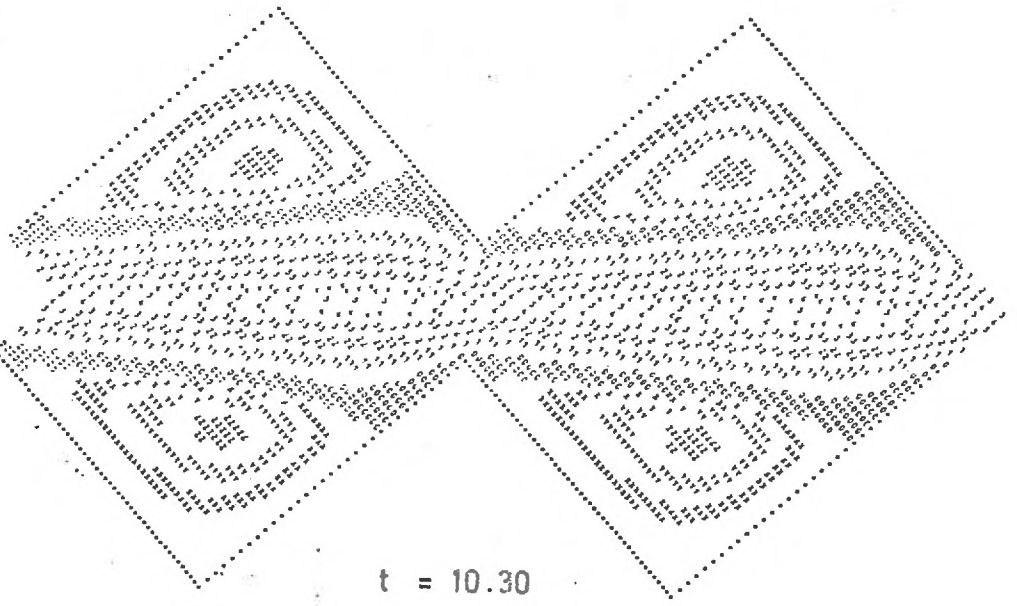
$R_0 = 100$



$t = 6.00$



$t = 7.00$



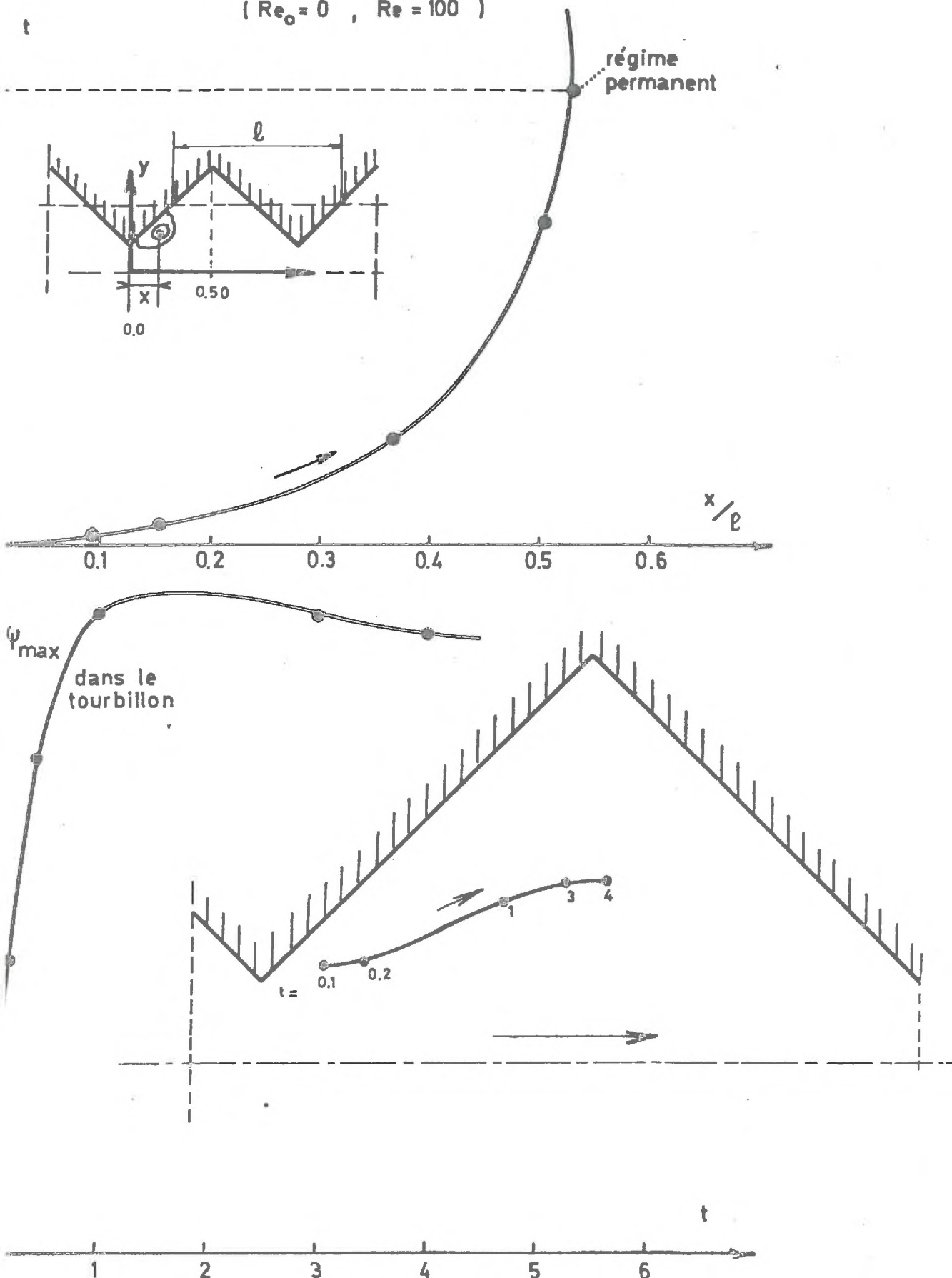
$t = 10.30$

d

FIGURE 92-C

DEPLACEMENT DU CENTRE DU
TOURBILLON EN FONCTION DU TEMPS

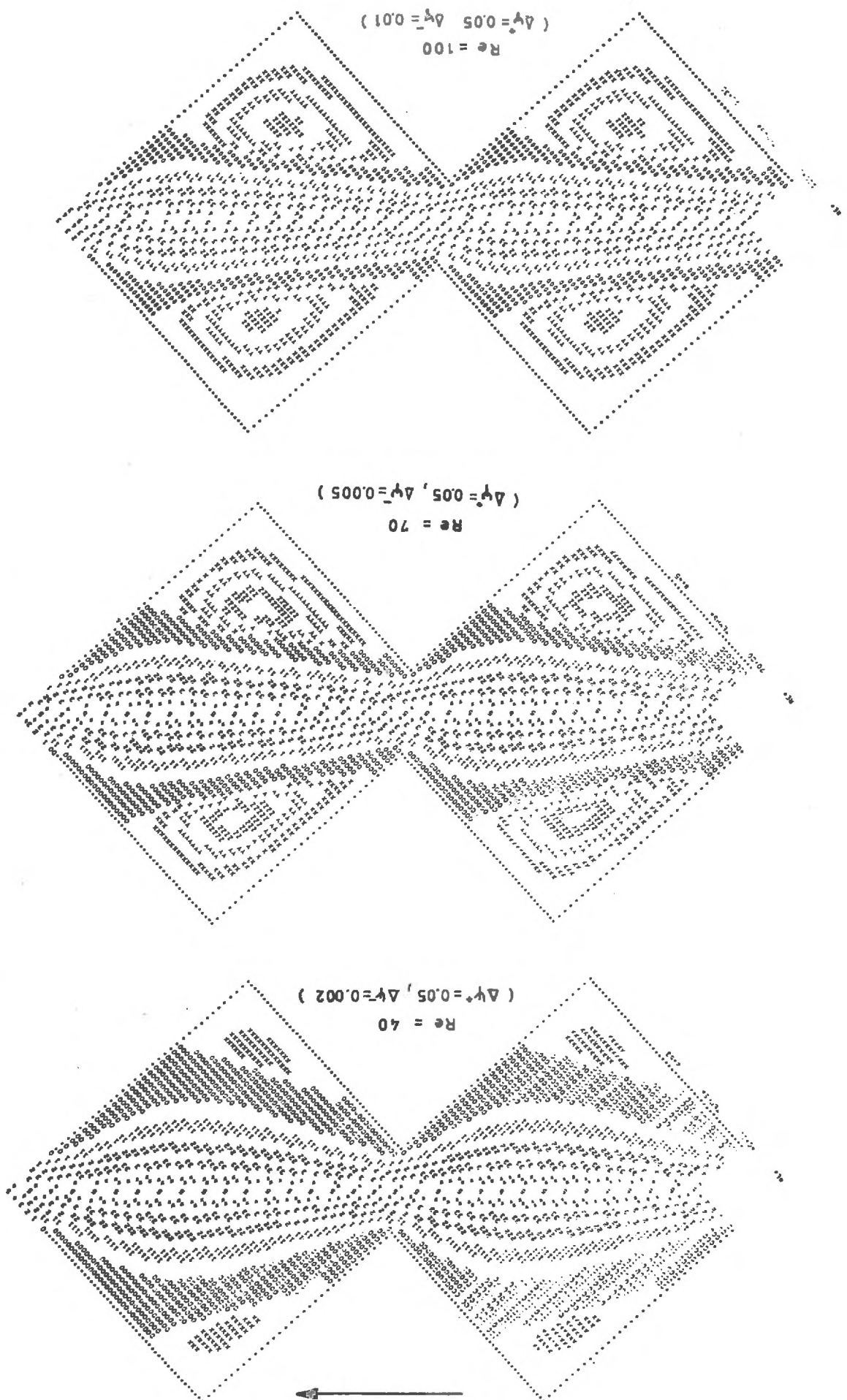
($Re_0 = 0$, $Re = 100$)



VARIATION DE L'INTENSITÉ DU TOURBILLON
EN FONCTION DU TEMPS ($Re_0 = 0$, $Re = 100$)

FIGURE 93

FIGURE 94-B



DEPLACEMENT DU CENTRE DU
TOURBILLON EN FONCTION DU
NOMBRE DE REYNOLDS

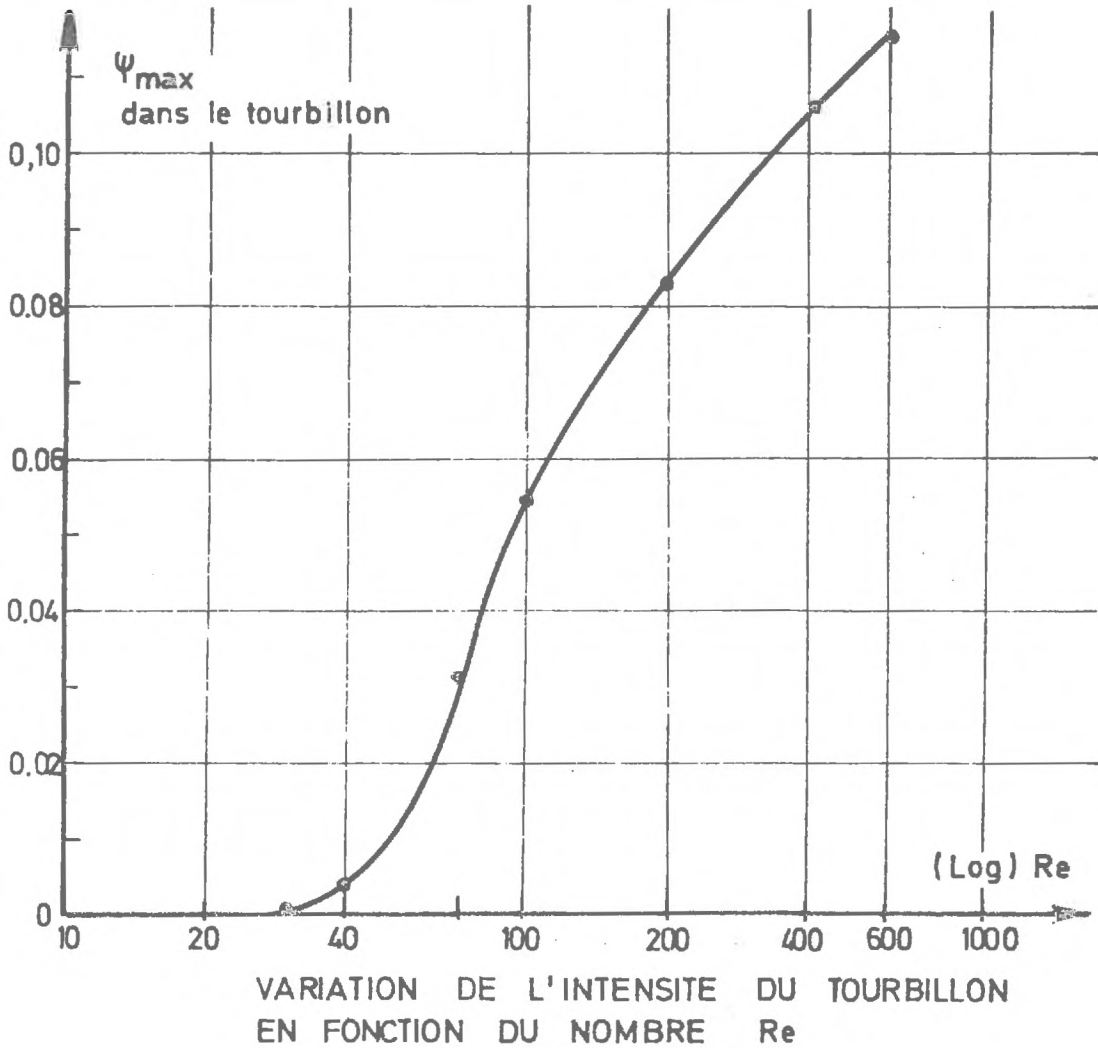
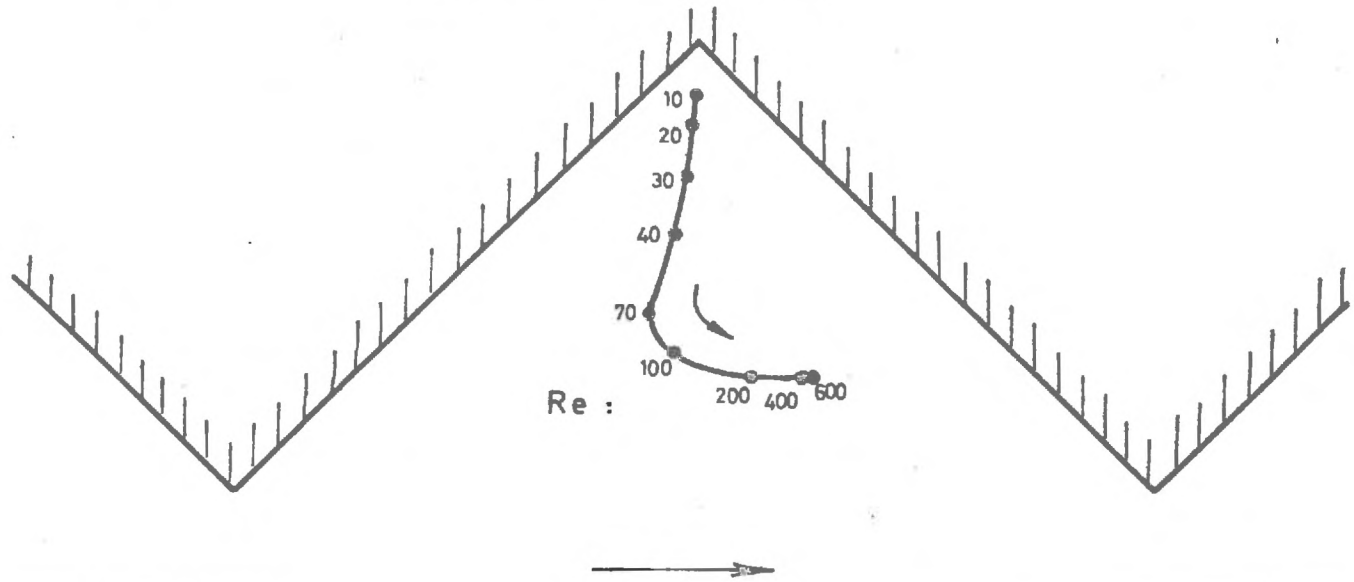


FIGURE 95

DISTRIBUTION DES VECTEURS-VITESSES
DANS UNE SUCCESSION PERIODIQUE
DE CONVERGENTS-DIVERGENTS

($Re = 600$, $\beta = 2/3$, $\delta = 3/8$)

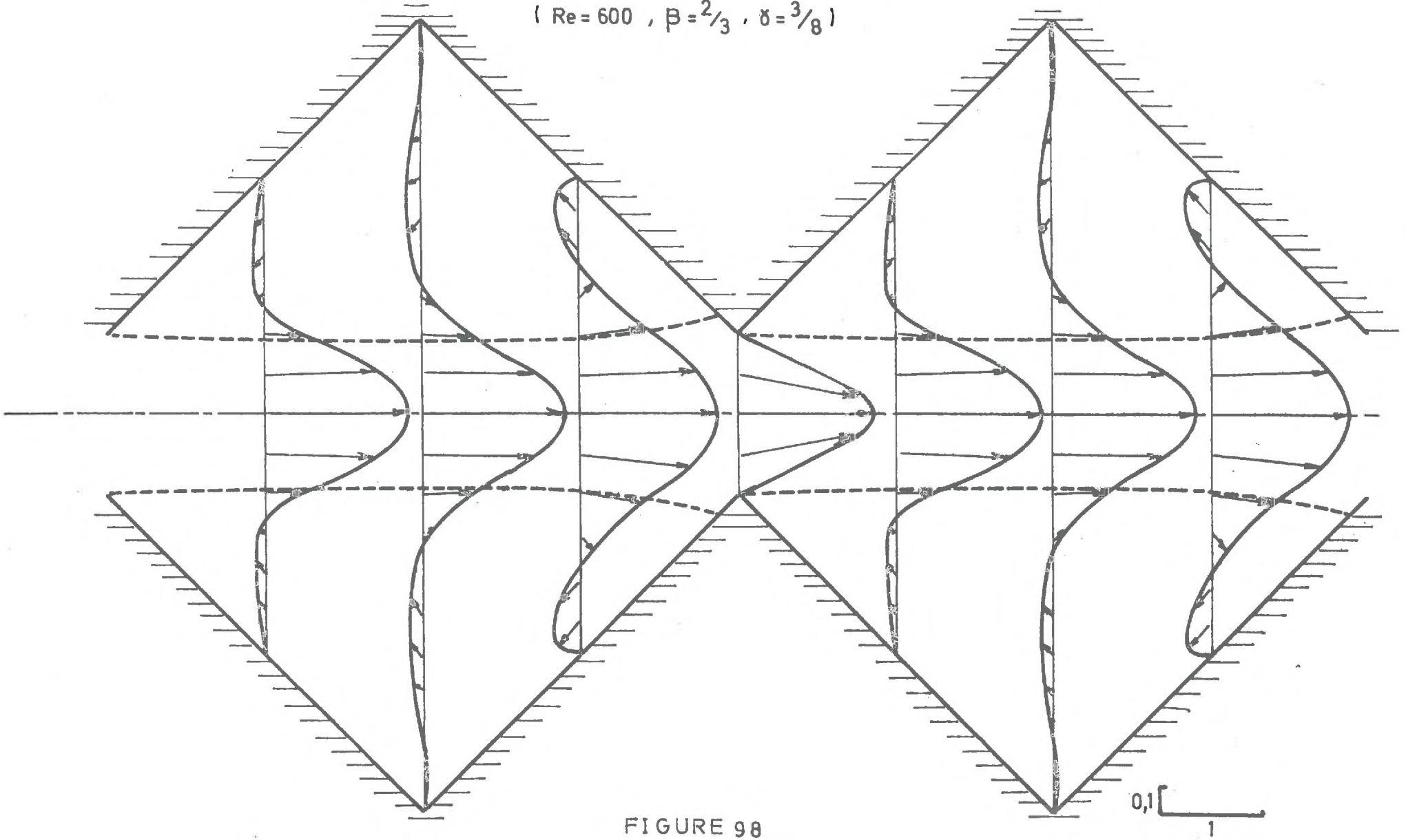
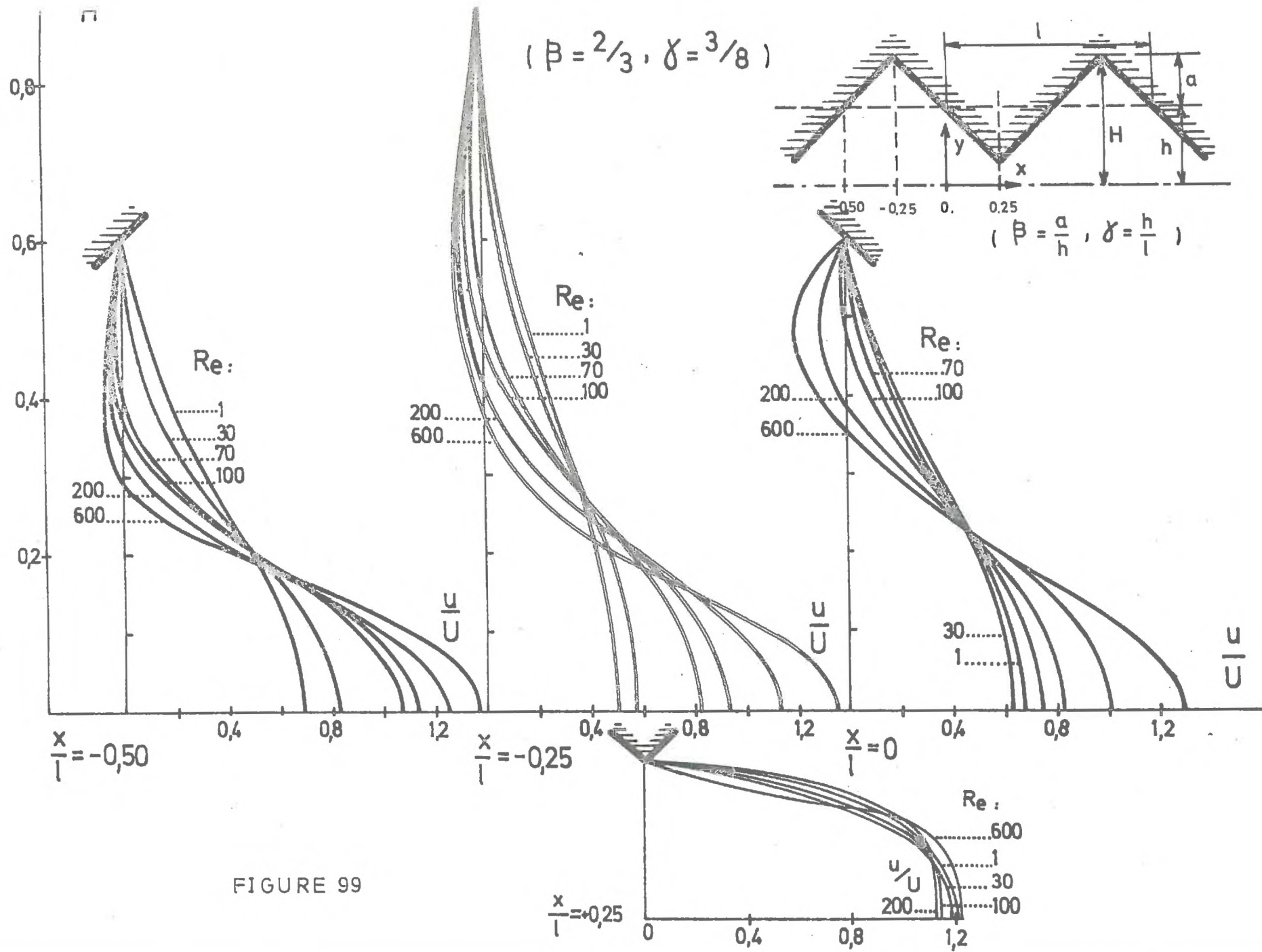


FIGURE 98



ET SUR LA PAROI

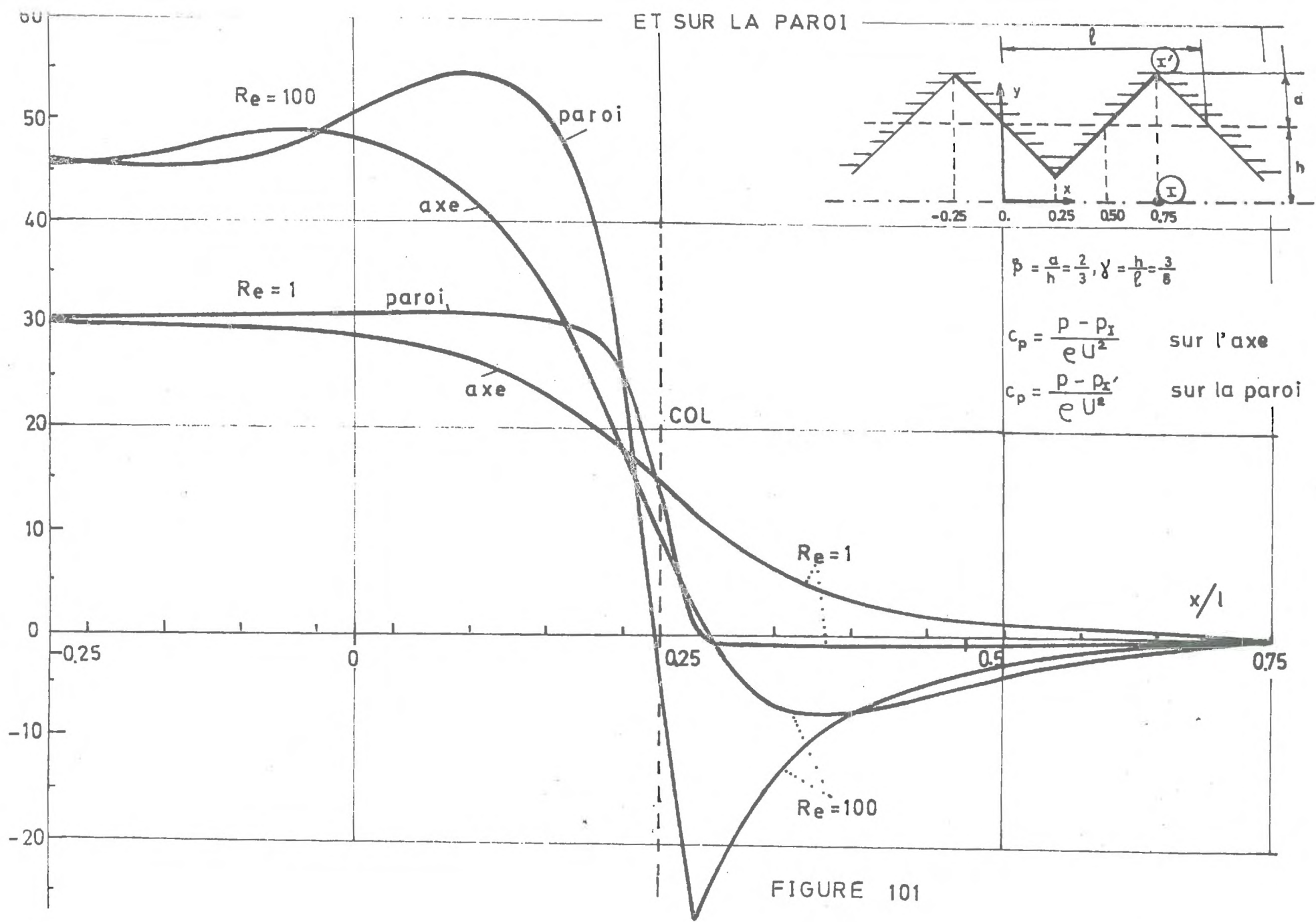


FIGURE 101

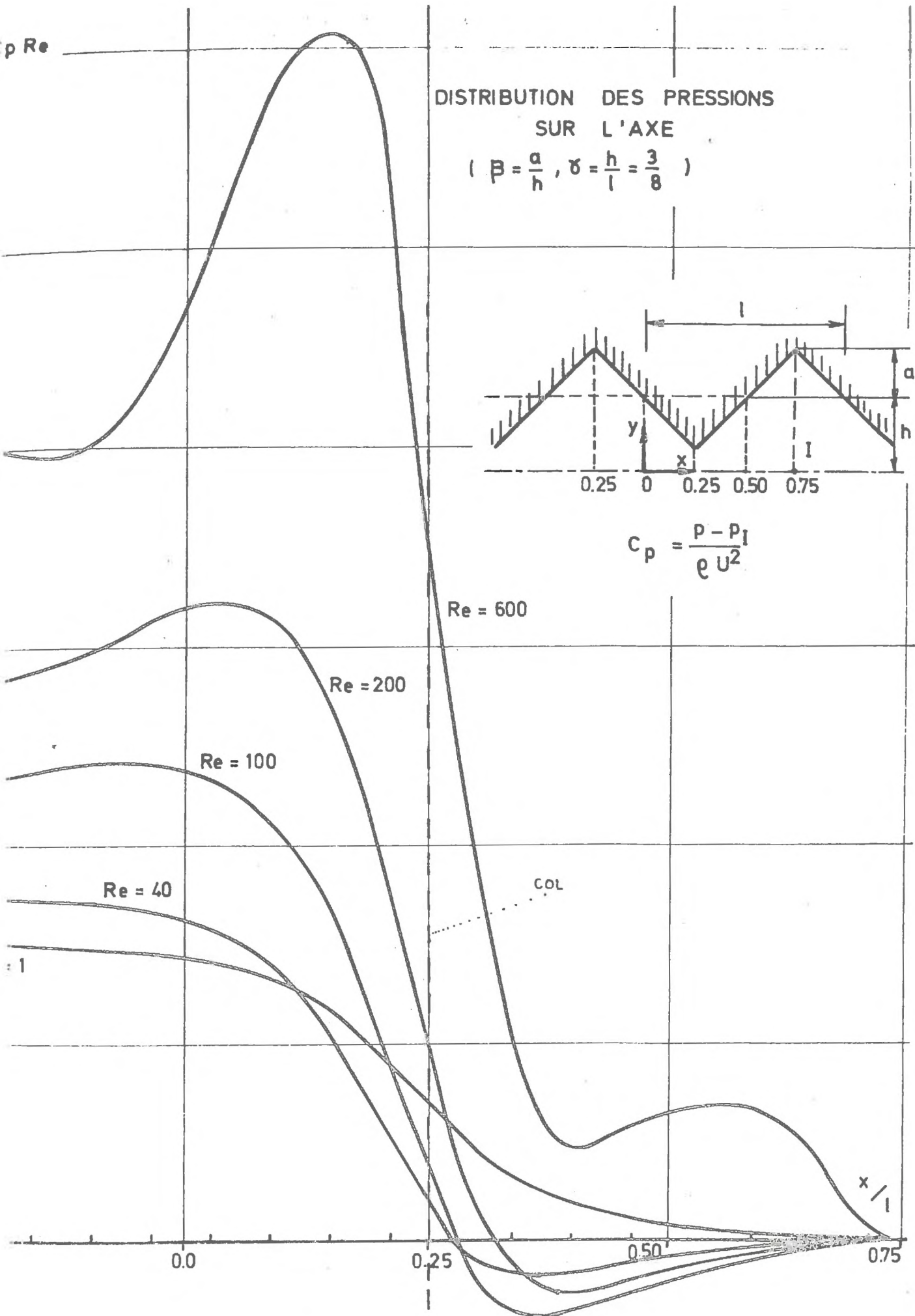


FIGURE 102

DISTRIBUTION DES PRESSIONS SUR LA PAROI

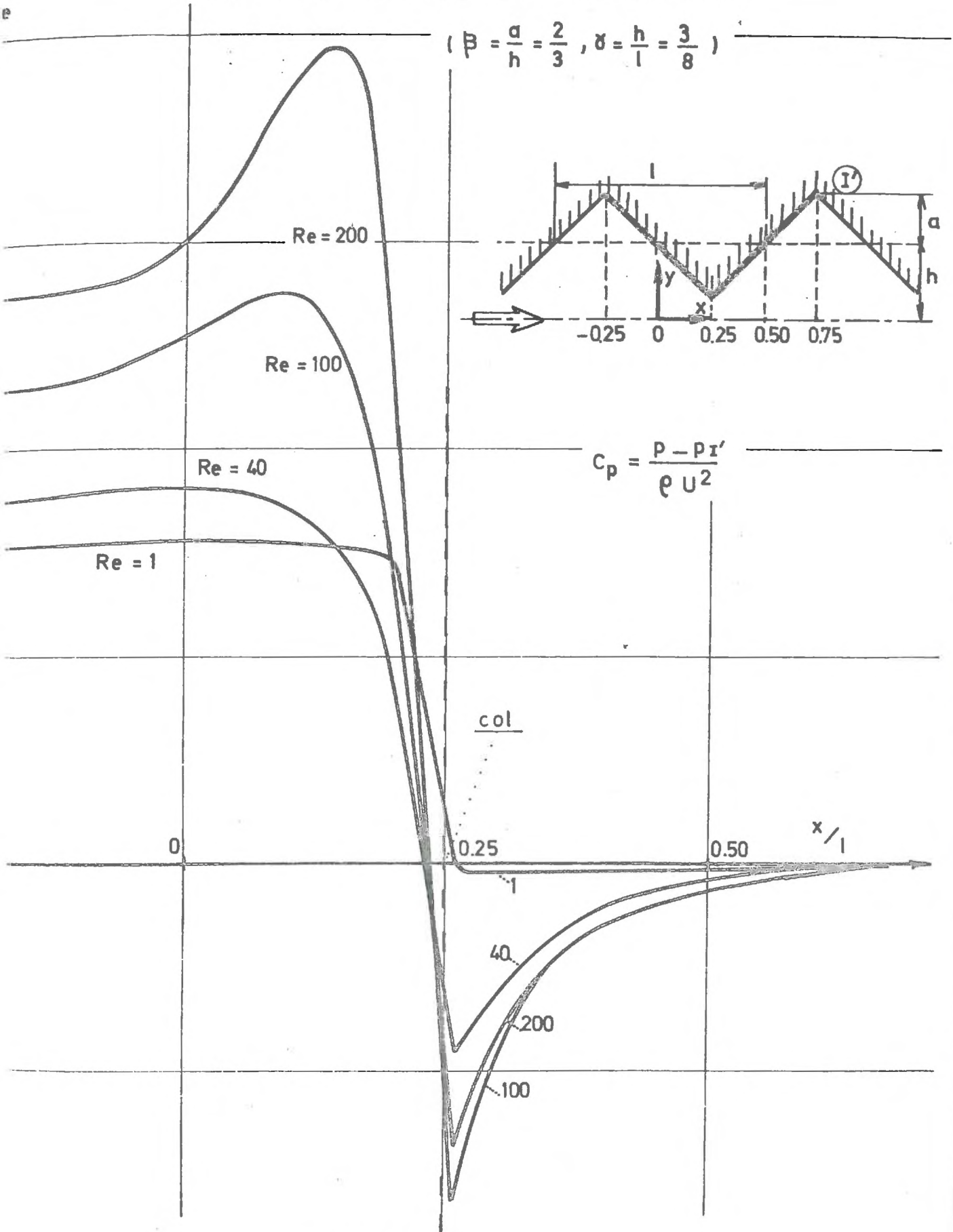
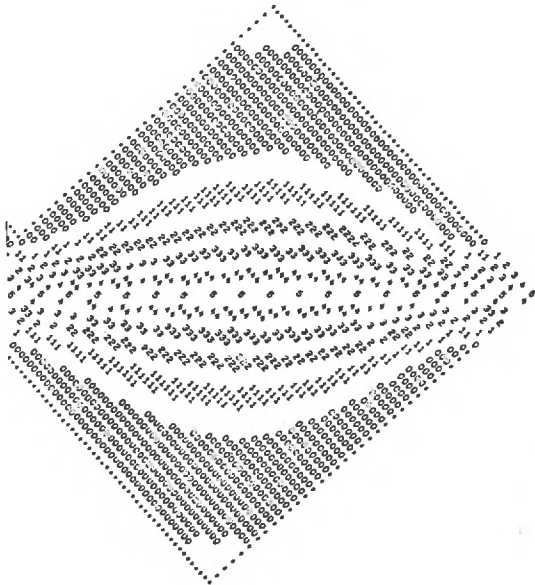
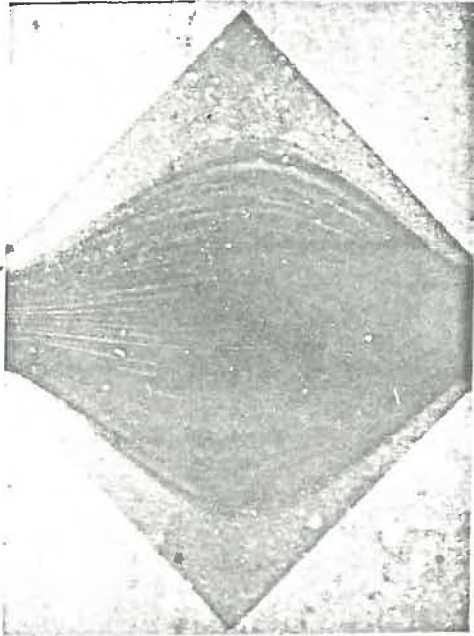
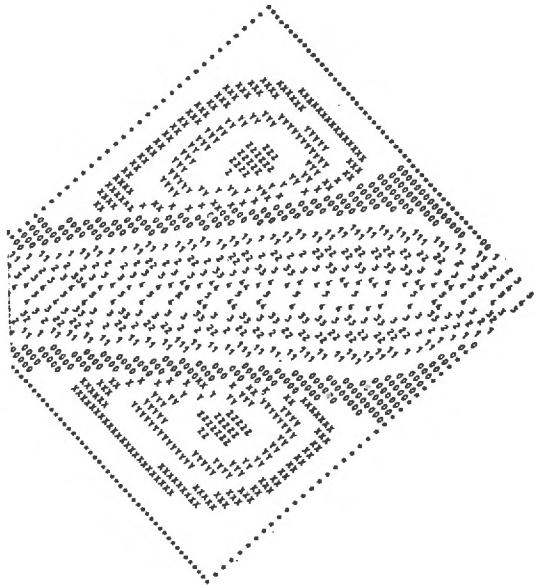


FIGURE 103



RE=10



RE=100

FIGURE 4

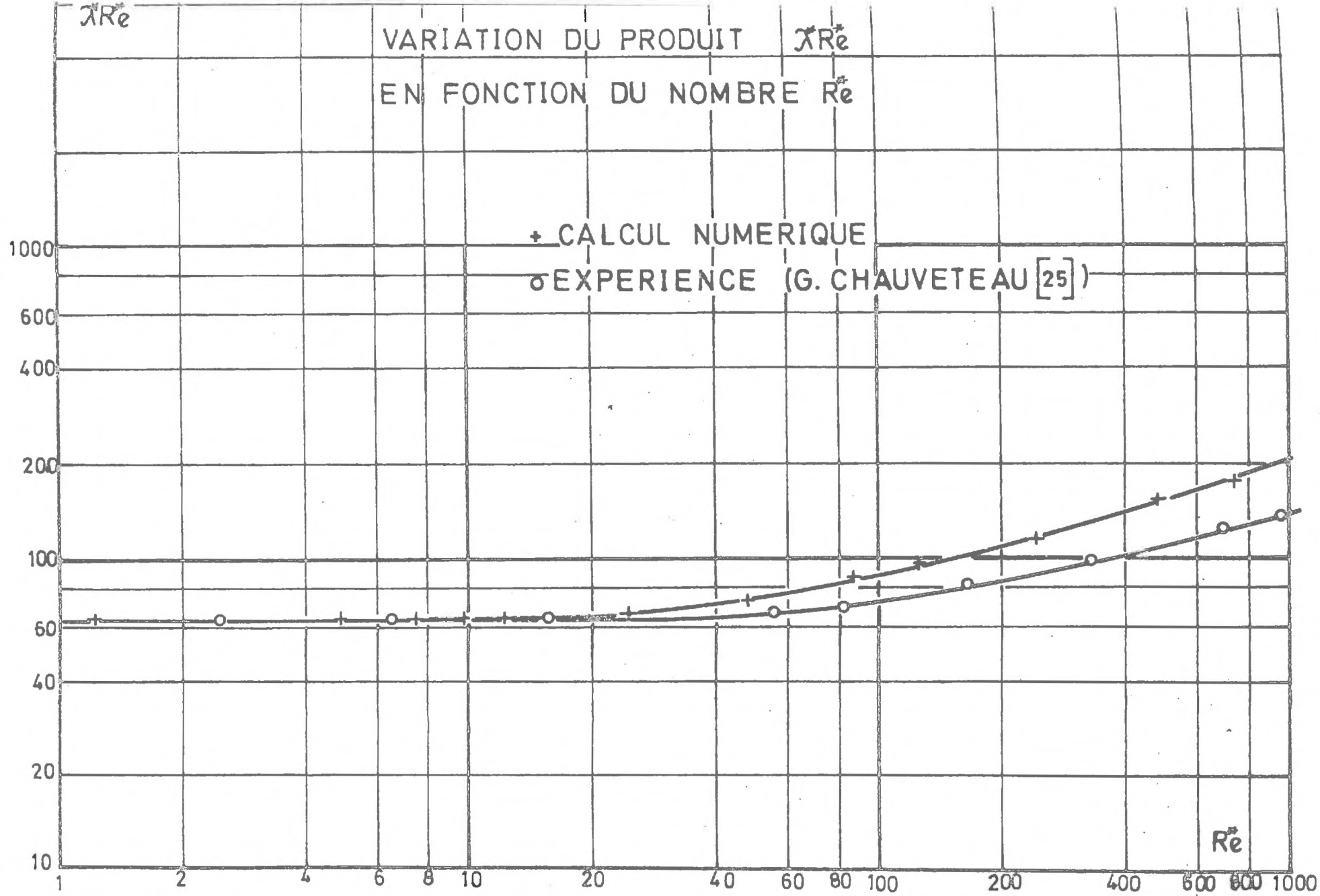
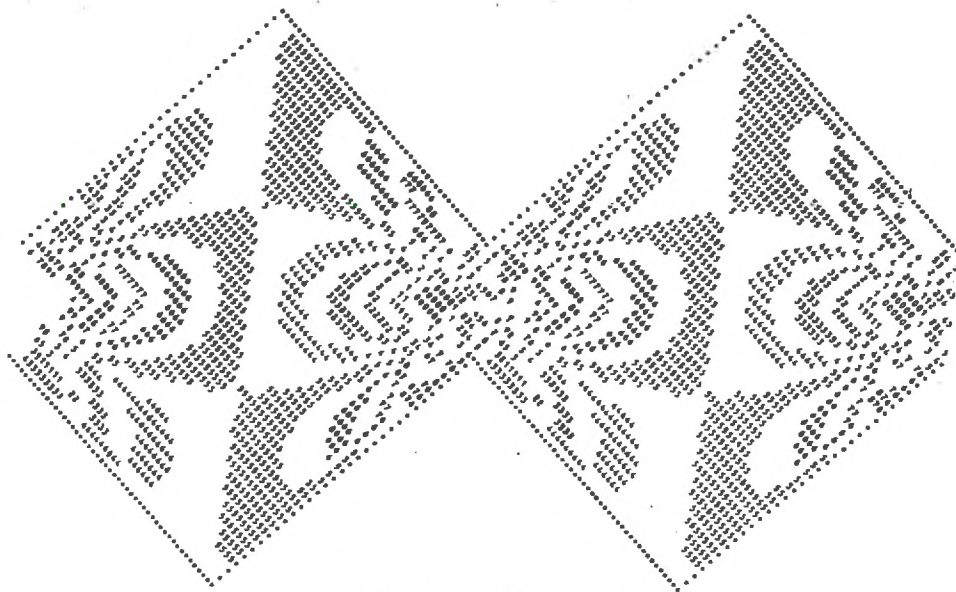
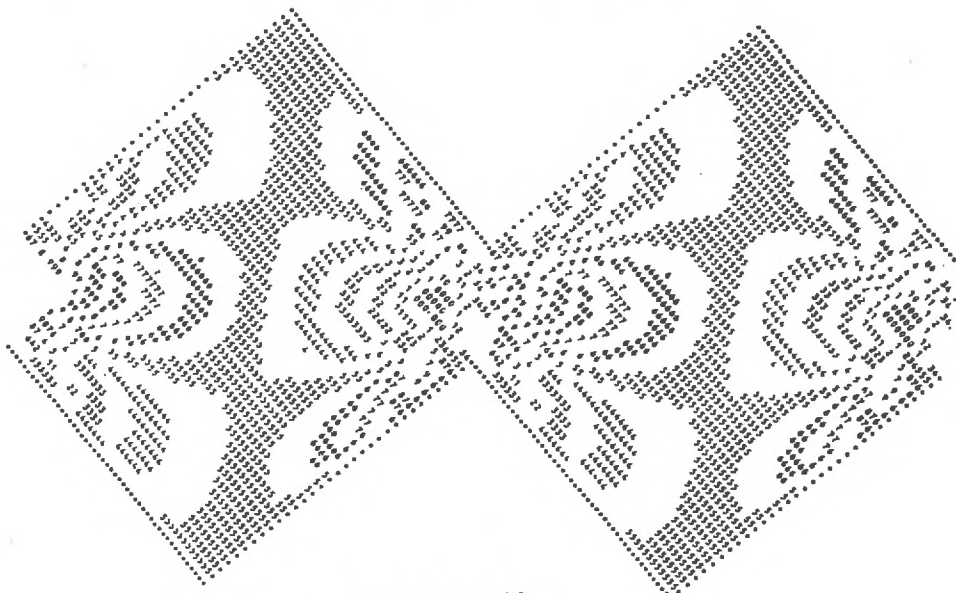


FIGURE 105



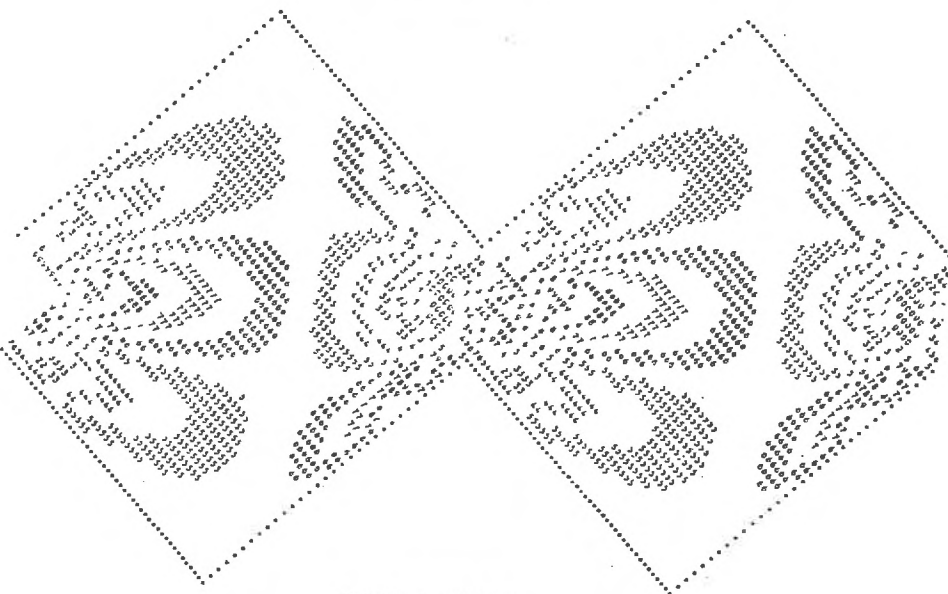
CONTRAINTES DE CESSALLEMENT

REV 1.00 VLMAX 1.5004 VLMIN -1.5004 DSH 00.0



CONTRAINTES DE CESSALLEMENT

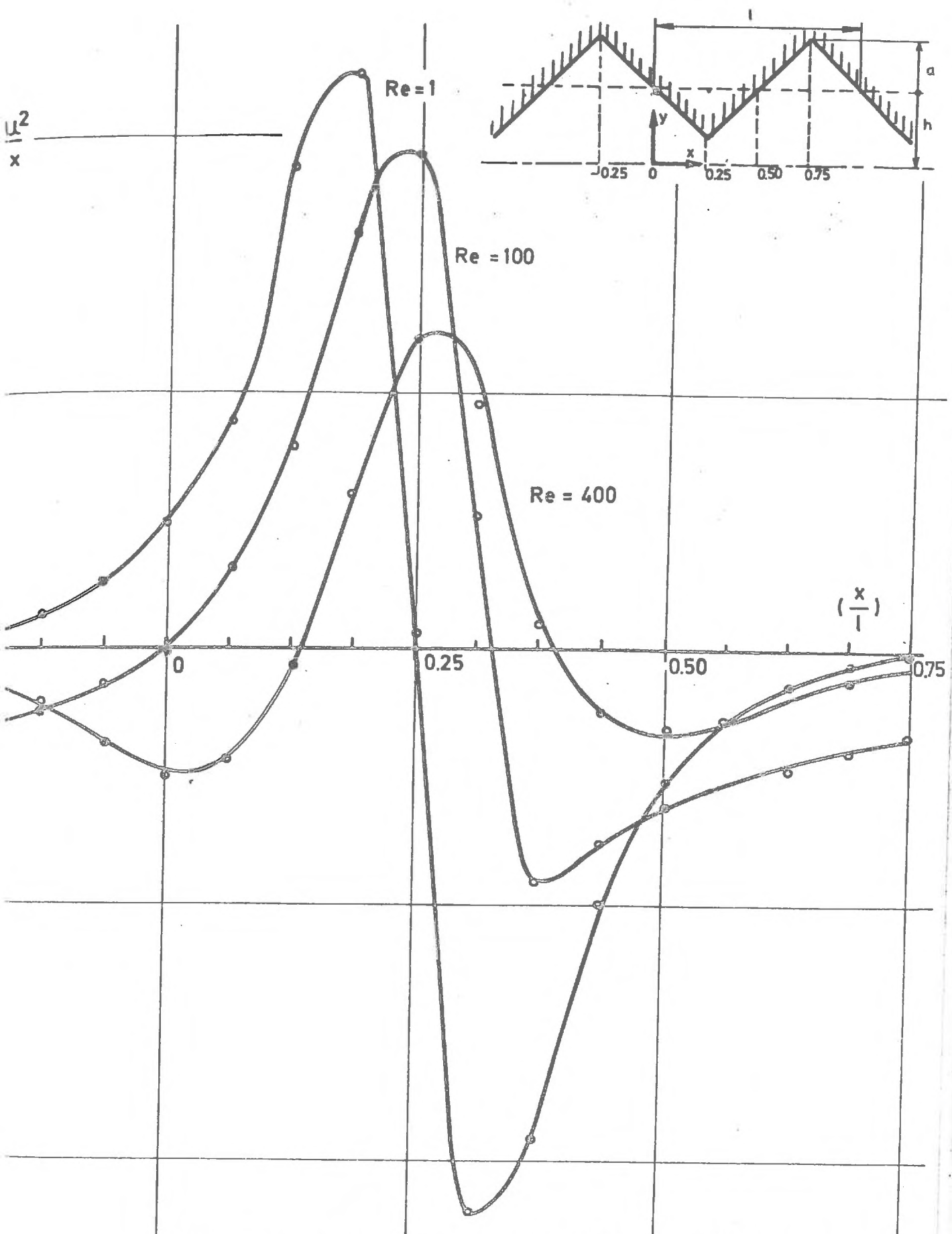
REV 10.00 VLMAX 1.4083 VLMIN -1.4280 DSH 20.0



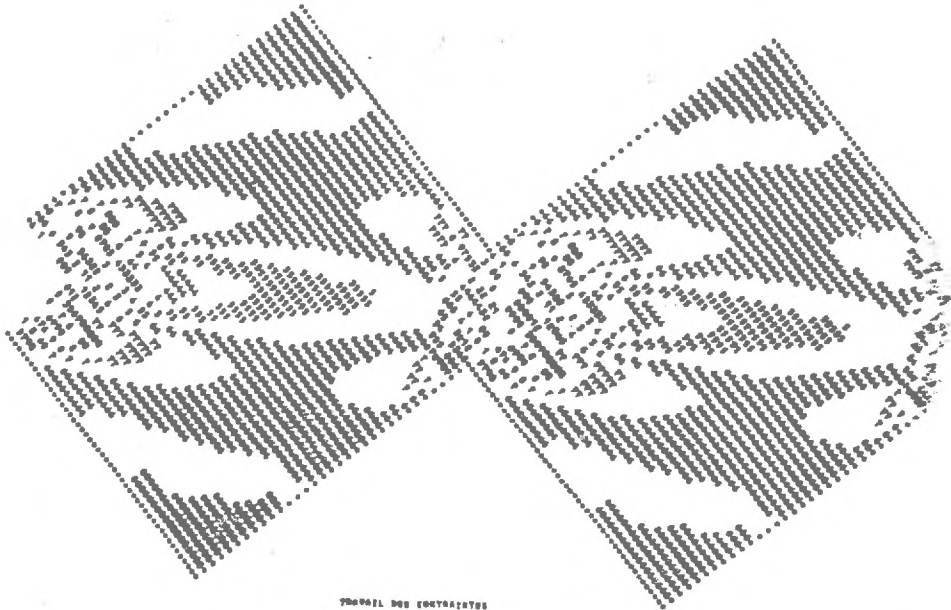
CONTRAINTES DE CESSALLEMENT

REV 2.00 VLMAX 1.0882 VLMIN -1.1464 DSH 20.0

FIGURE 107a

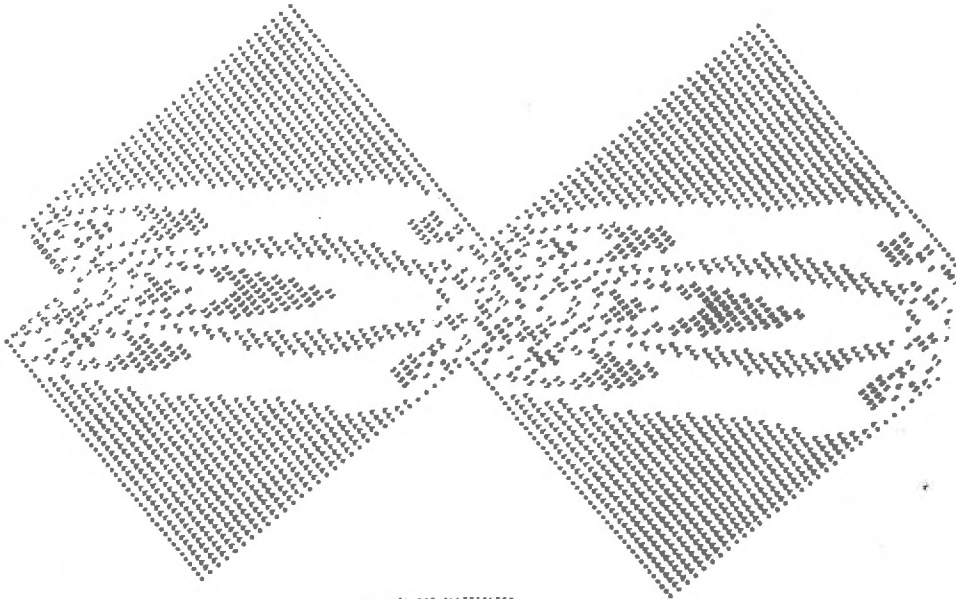


VARIATION DE LA DERIVEE CONVECTIVE DE L' ENERGIE
CINETIQUE SUR L'AXE



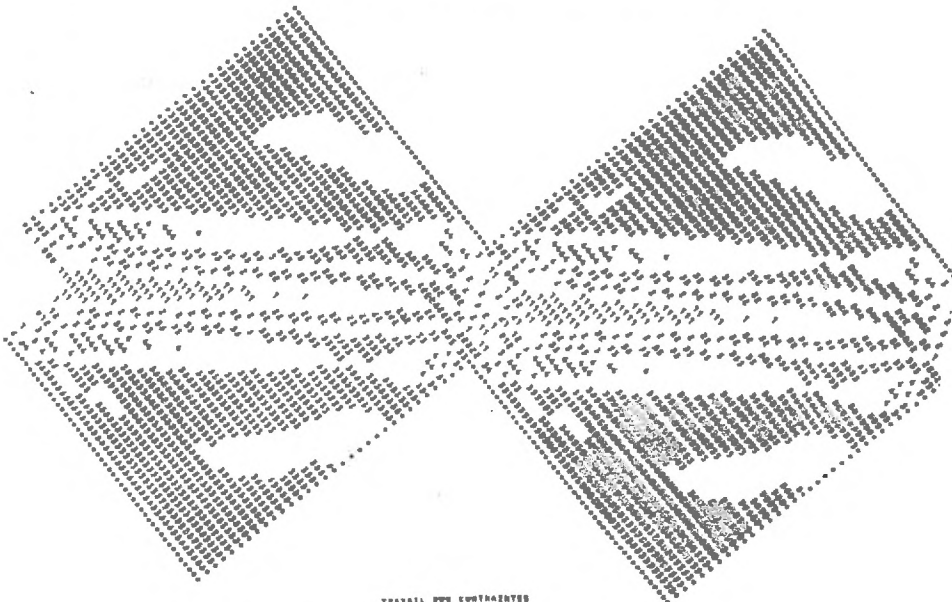
TRAYAIL DES CONTRAINTES

REN 70.00 VLSMID .7656 VLNZIM -1.3967 DIM 20.0



TRAYAIL DES CONTRAINTES

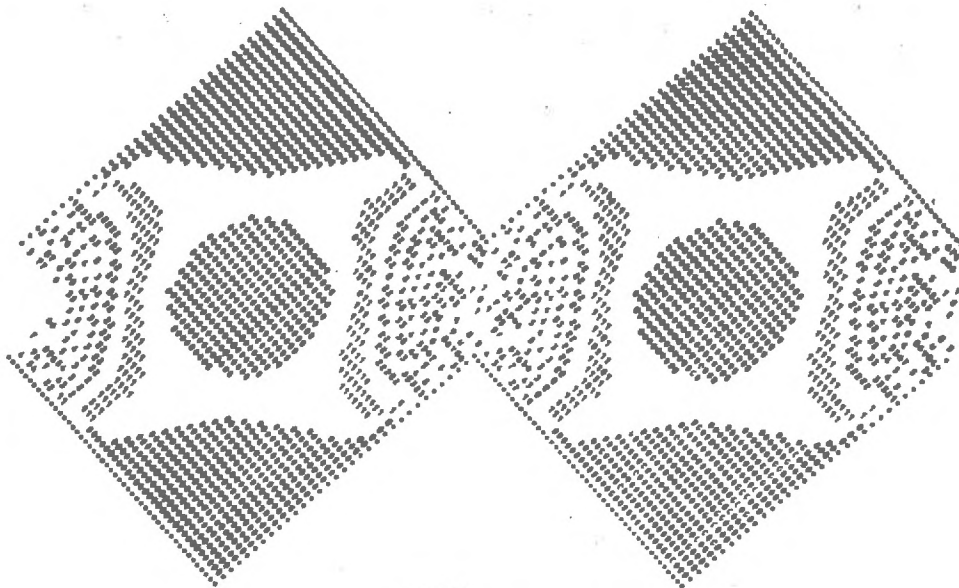
REN 100.00 VLSMID .9820 VLNZIM -1.0994 DIM 15.0



TRAYAIL DES CONTRAINTES

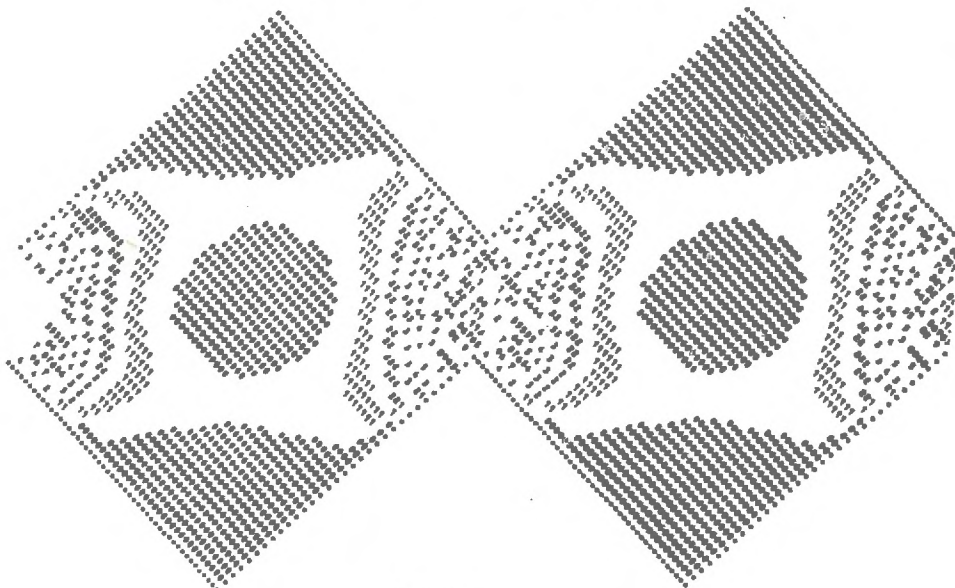
REN 400.00 VLSMID .2390 VLNZIM -1.3006 DIM 10.0

FIGURE 111.b



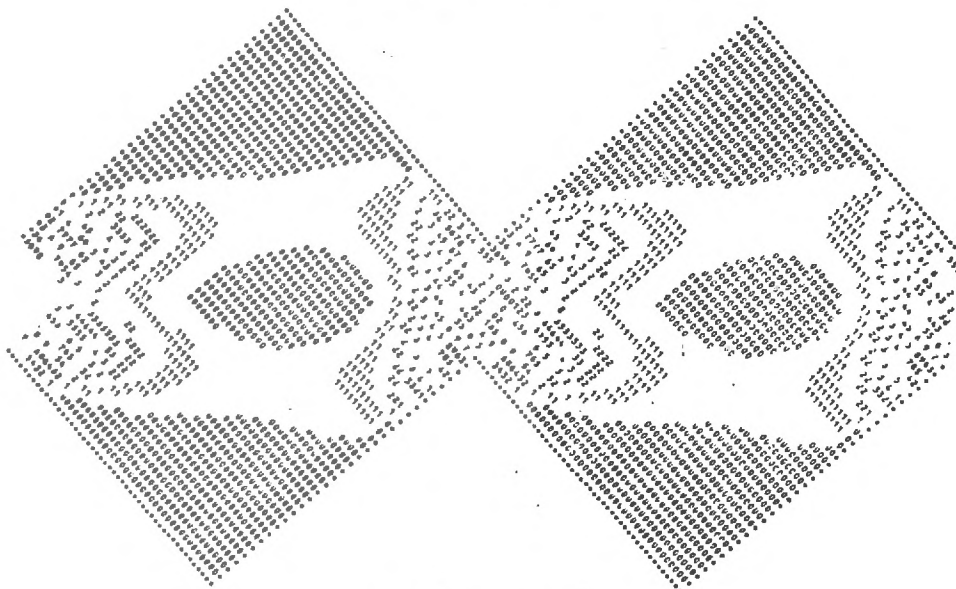
DISSIPATION

POW 1.00 VLMAX 42.9994 VLMIN .0000 DT 20.0



DISSIPATION

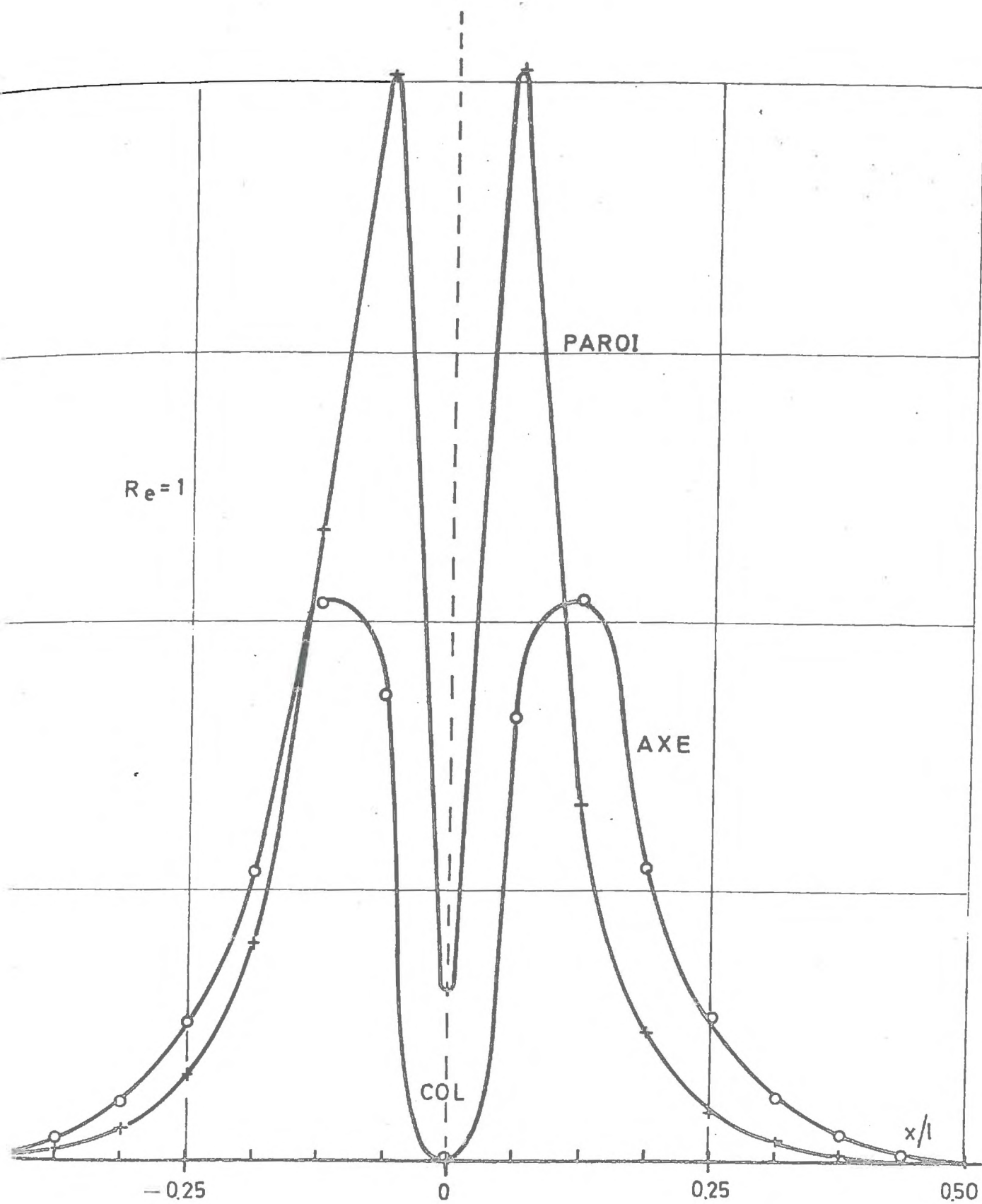
POW 10.00 VLMAX 4.8265 VLMIN .0000 DT 20.0



DISSIPATION

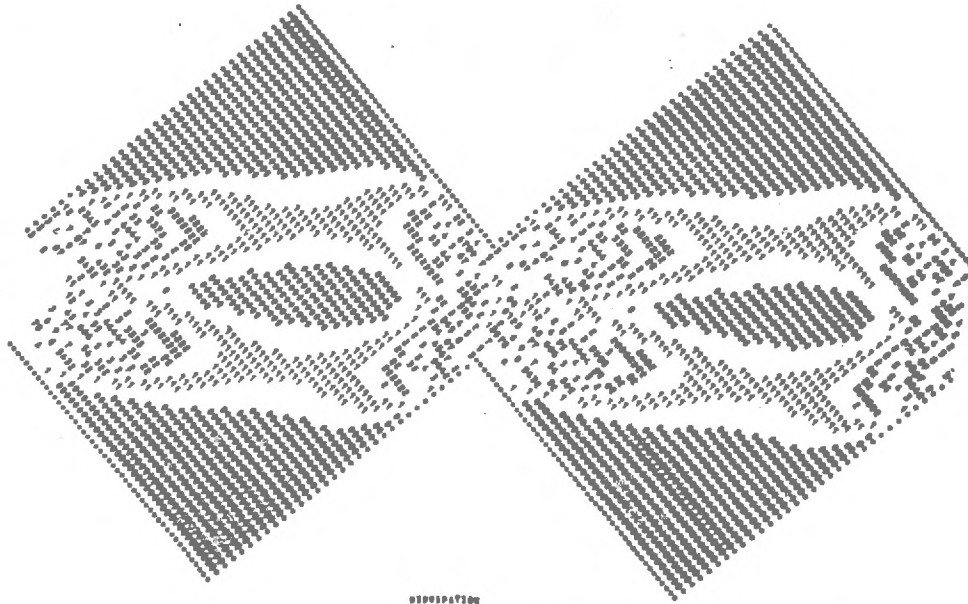
POW 42.00 VLMAX 1.2017 VLMIN .0000 DT 20.0

FIGURE 112



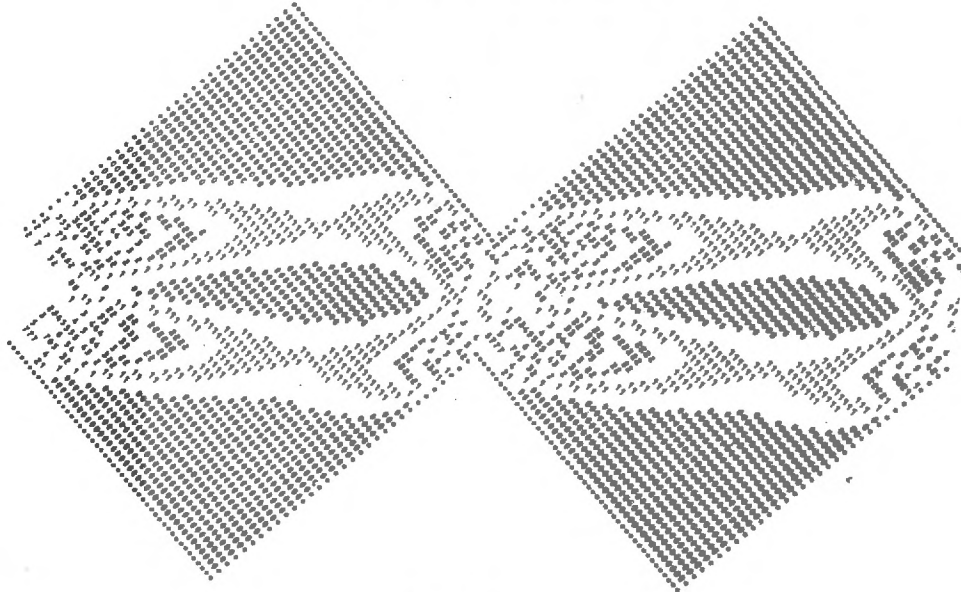
DISSIPATION DE L ENERGIE SUR
L' AXE ET SUR LES PAROIS
($Re=1$)

FIGURE 113



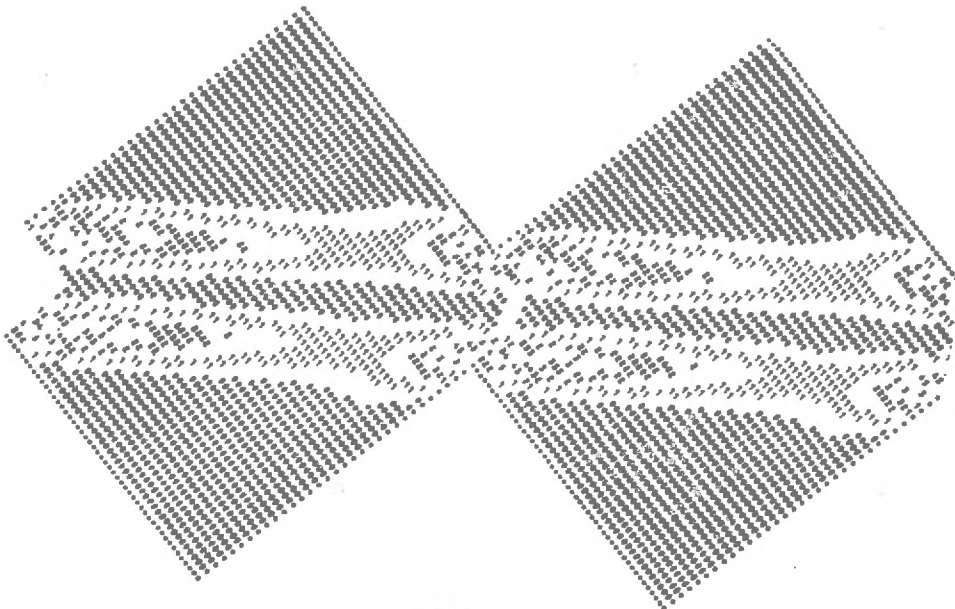
DISPATCH

000 70.00 VLH000 .7001 VLH000 .0000 000 00.0



DISPATCH

000 100.00 VLH000 .5000 VLH000 .0000 000 10.0

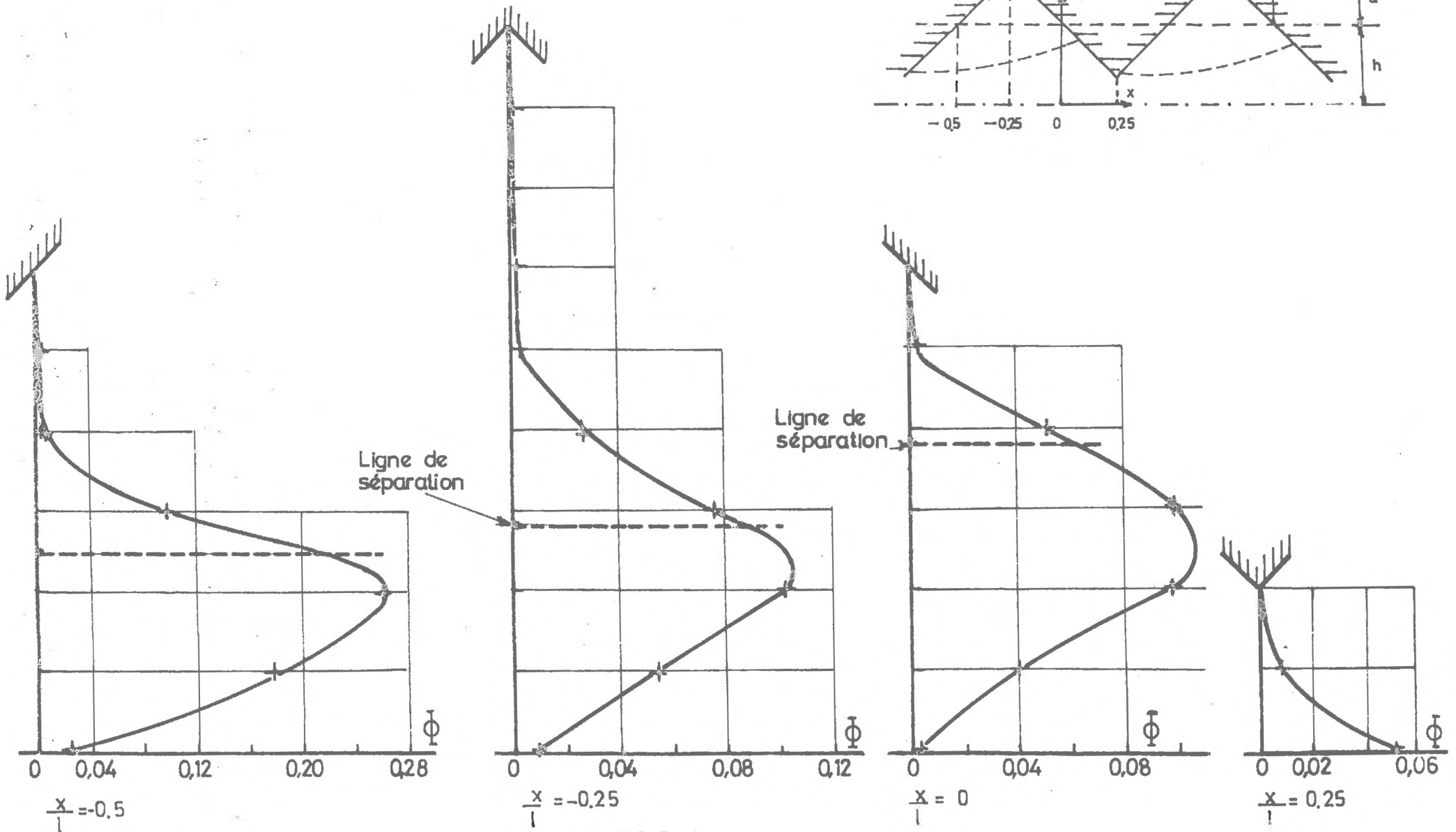
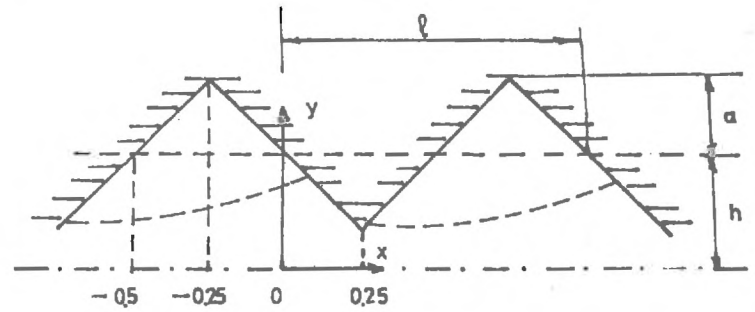


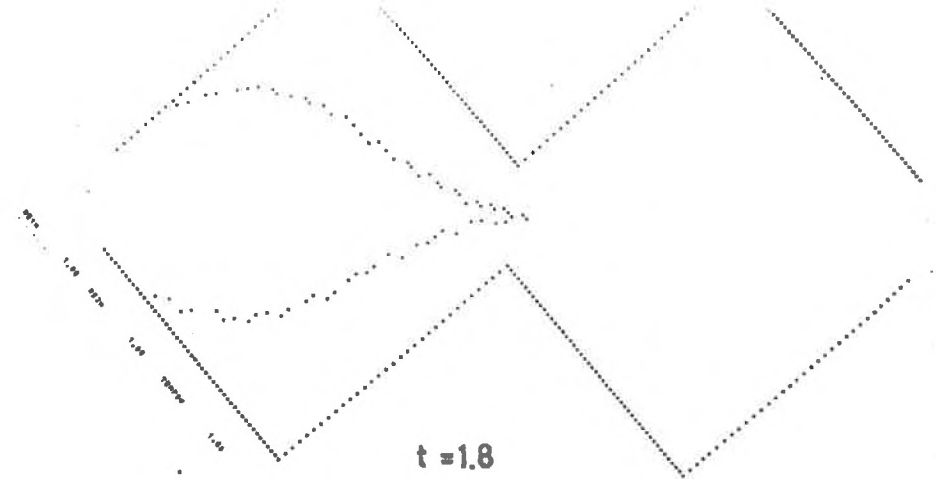
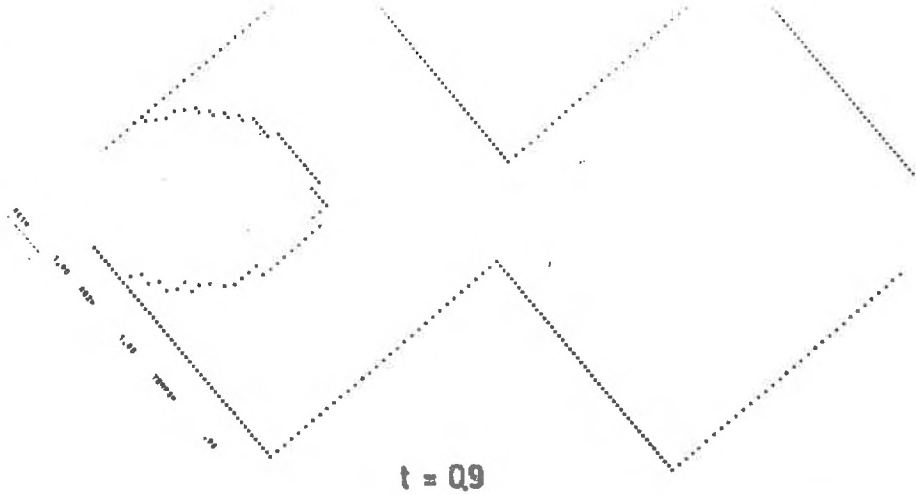
DISPATCH

000 400.00 VLH000 .2100 VLH000 .0000 000 10.0

FIGURE 114

DISSIPATION DE L'ENERGIE ($Re = 100$)





$Re=1, M=1$

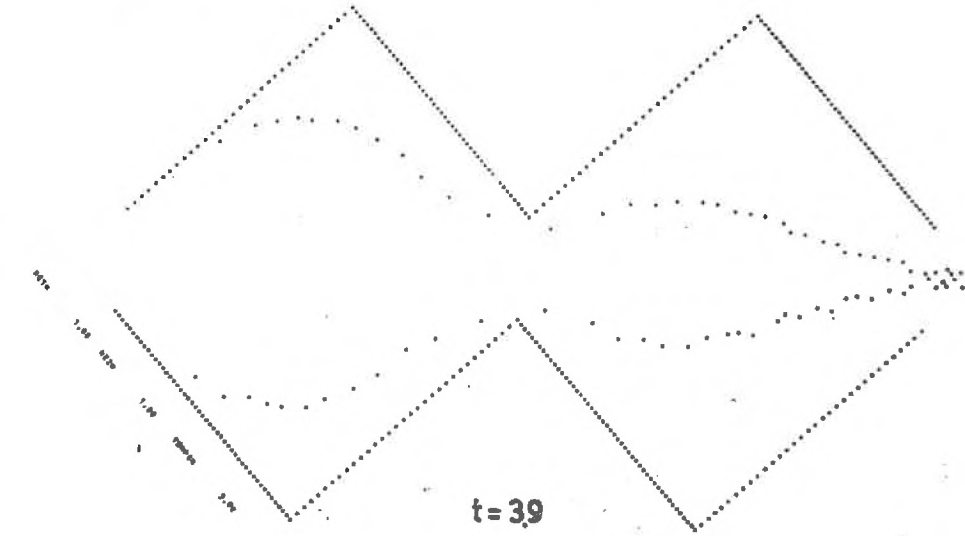
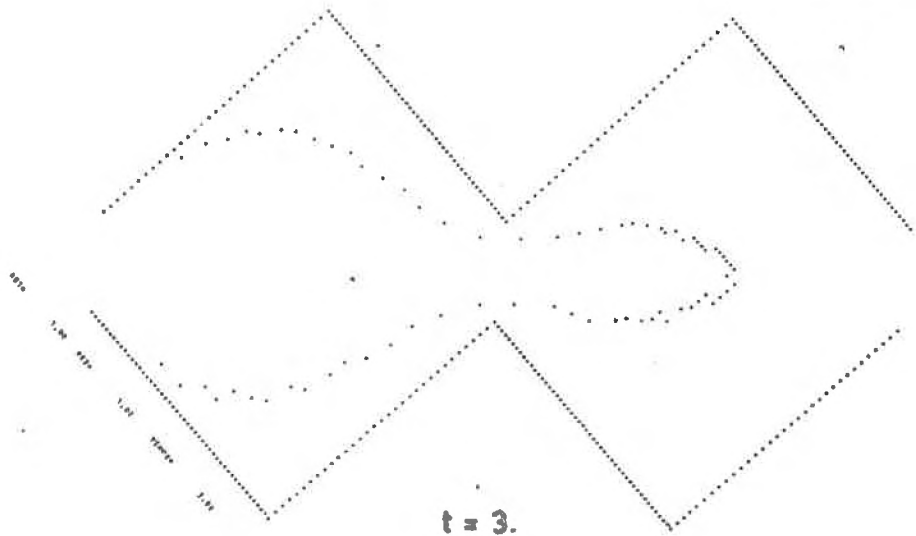
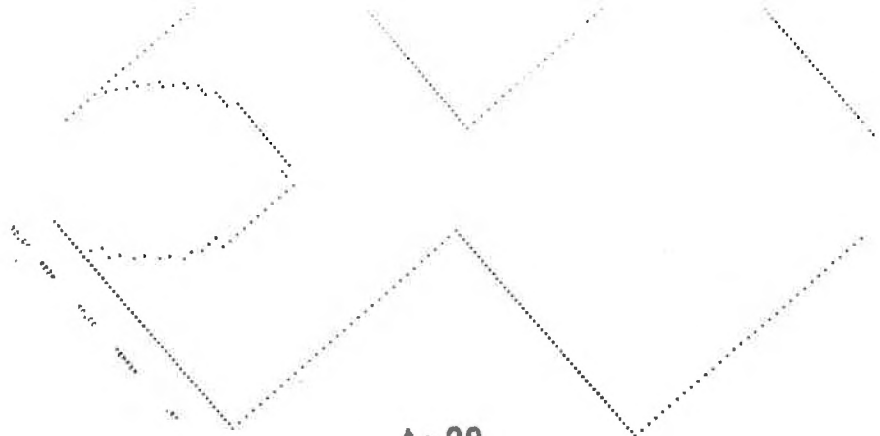
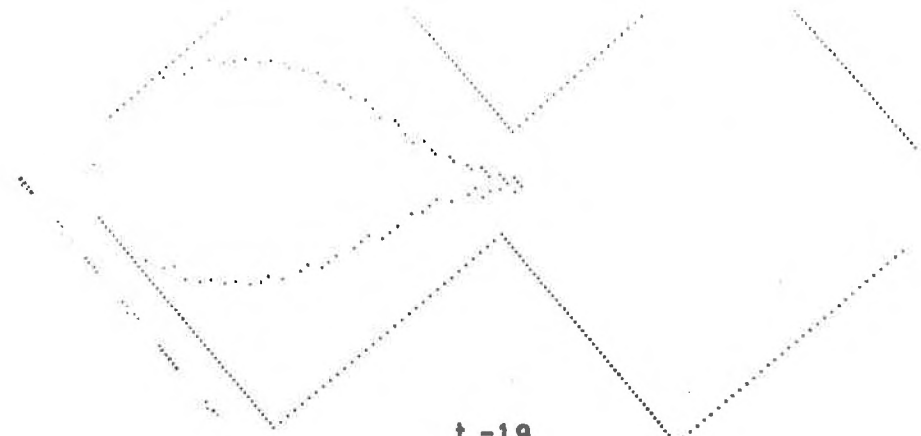


FIGURE 116

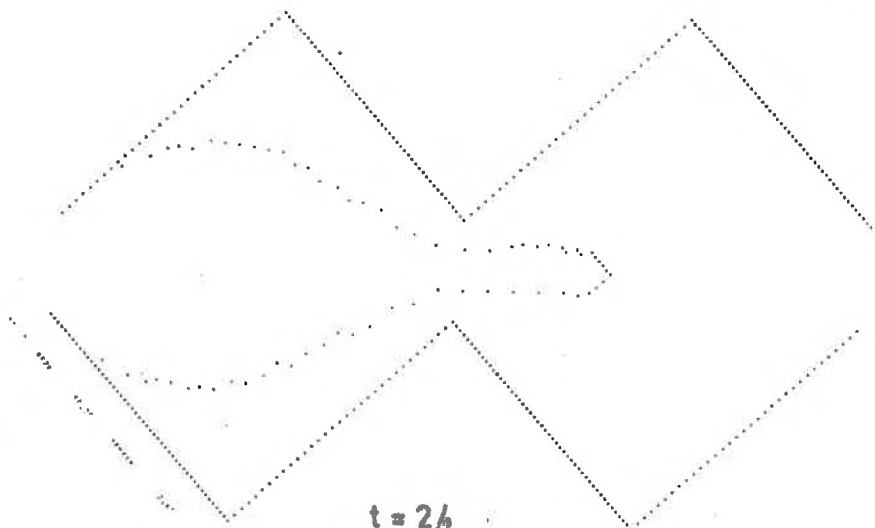


$t = 09$

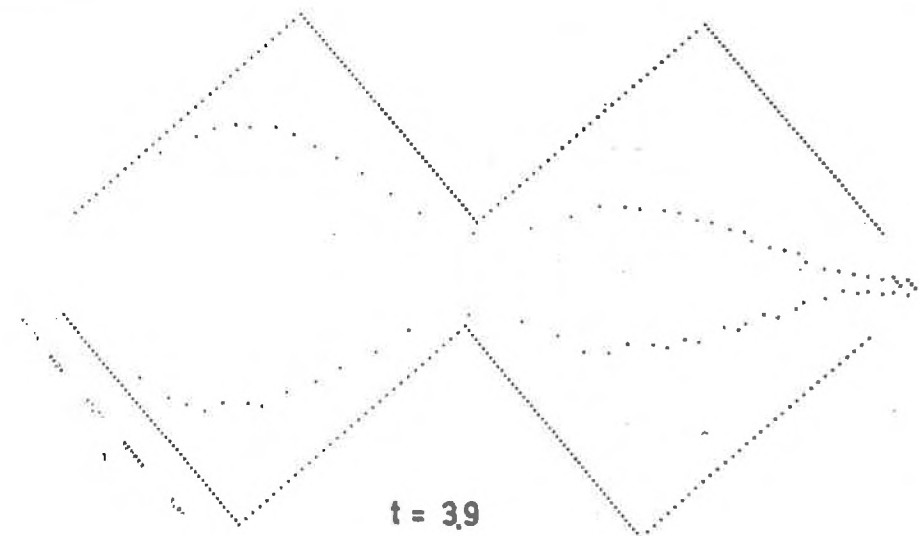


$t = 18$

$Re = 10, M = 1$



$t = 24$

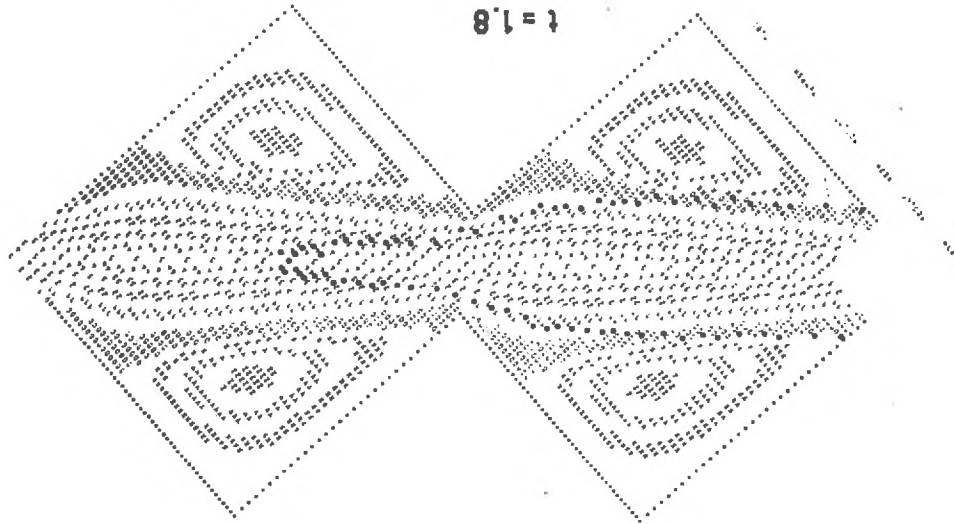


$t = 39$

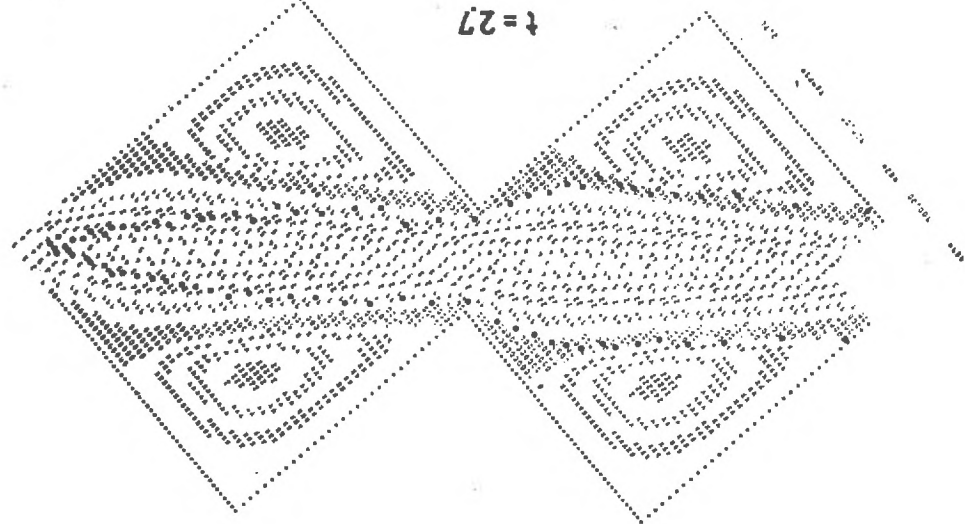
FIGURE 119

FIGURE 125

$t = 1.8$

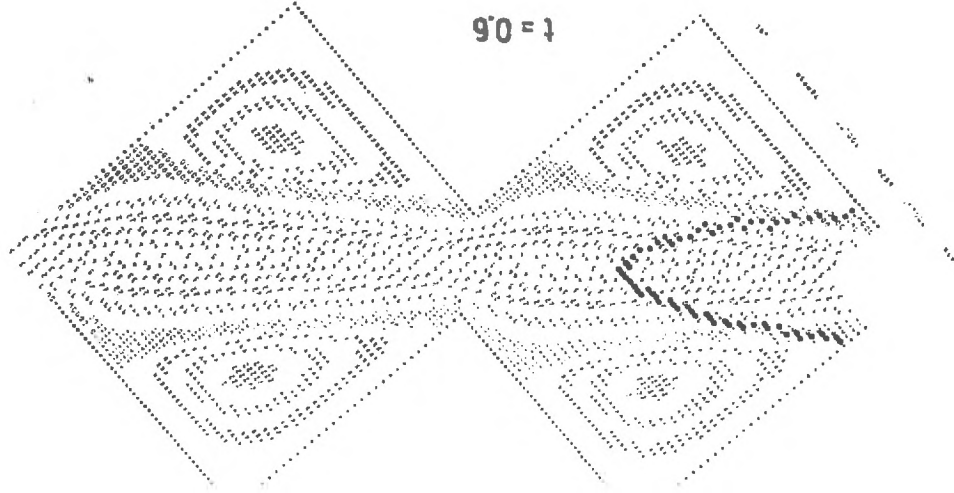


$t = 2.7$

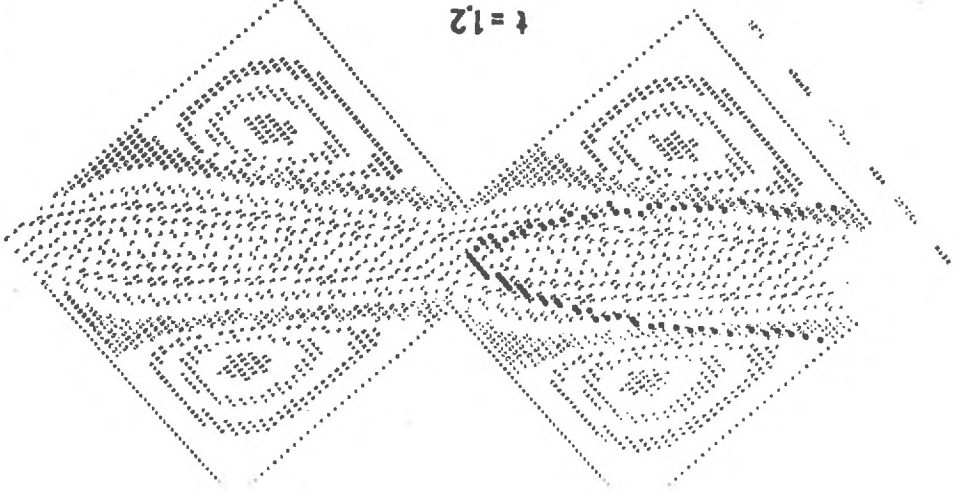


$R_e = 100, M = 1$

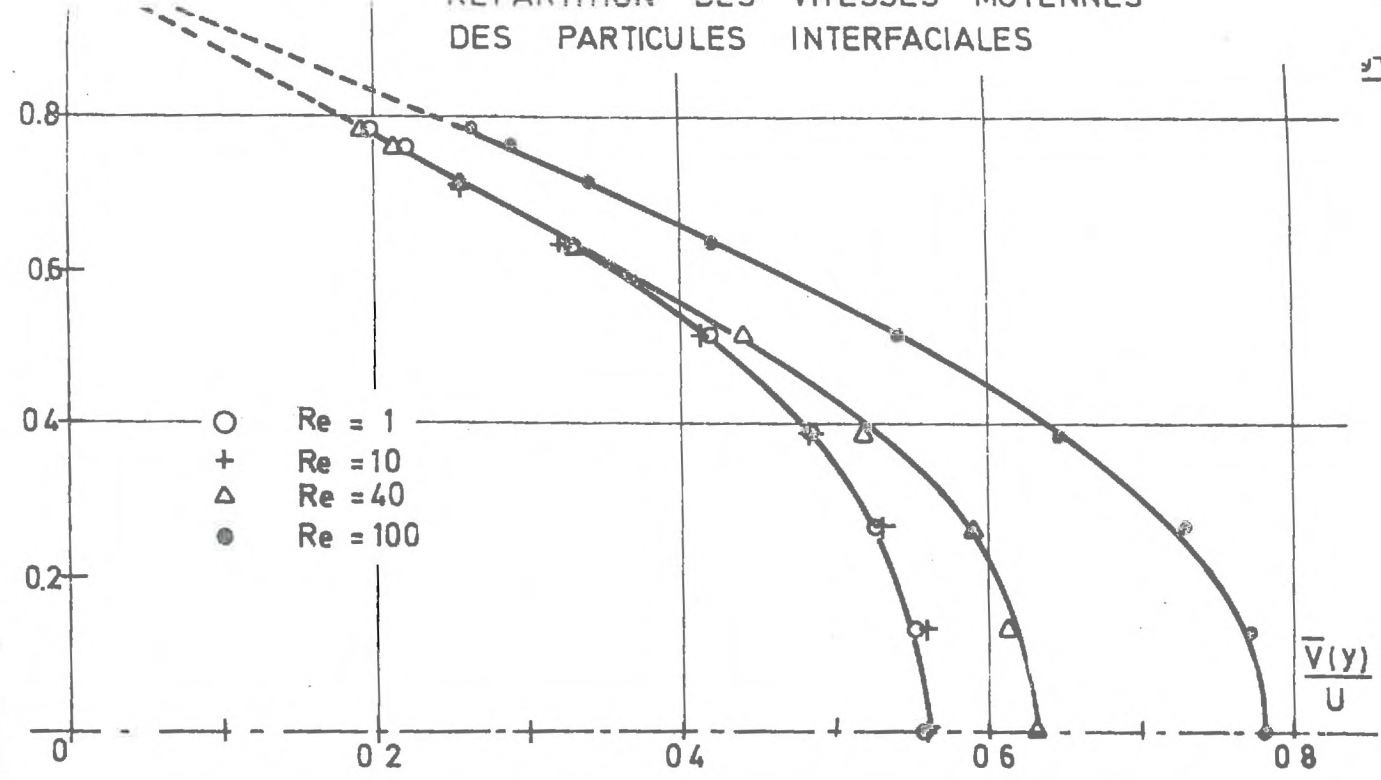
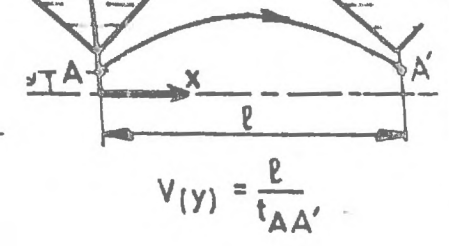
$t = 0.6$



$t = 1.2$



REPARTITION DES VITESSES MOYENNES
DES PARTICULES INTERFACIALES



VARIATION DU NOMBRE $\frac{U\tau}{L}$ SUR L'AXE
EN FONCTION DU NOMBRE Re

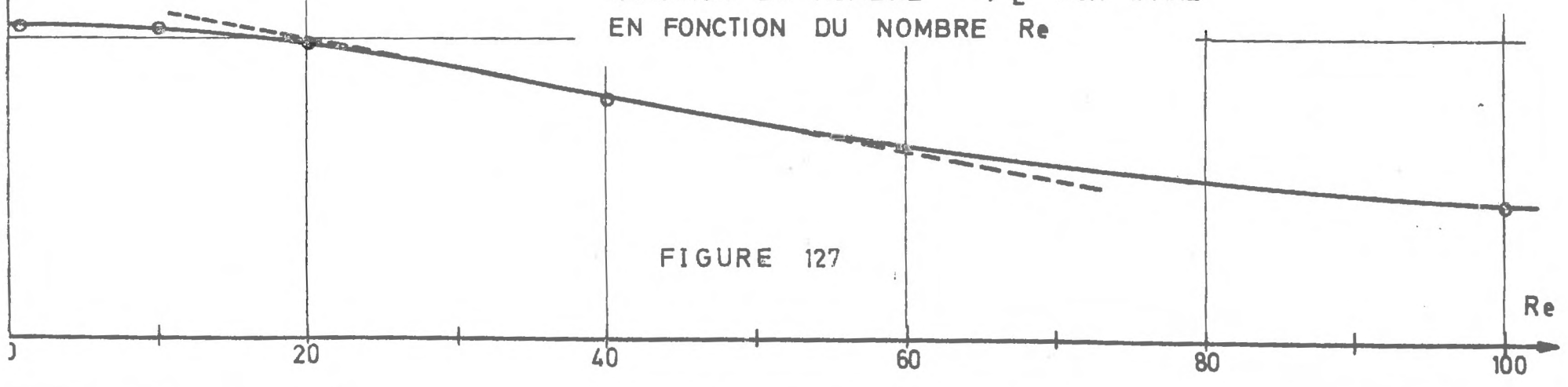


FIGURE 127

INFLUENCE DE LA FORME DE L'INTERFACE A L'ENTREE

($Re=100$ $M=10$)

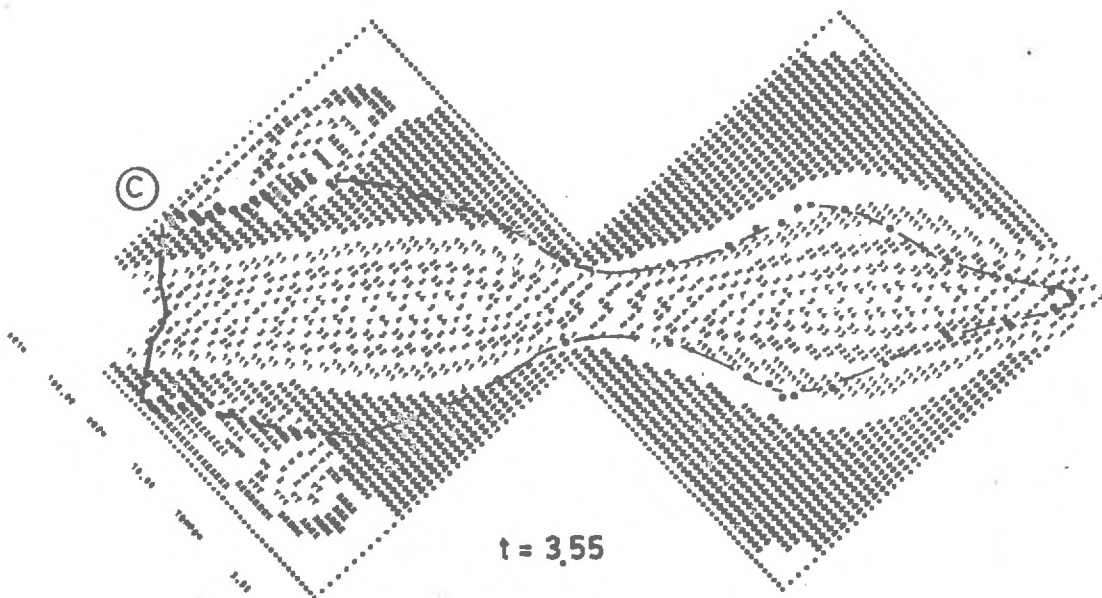
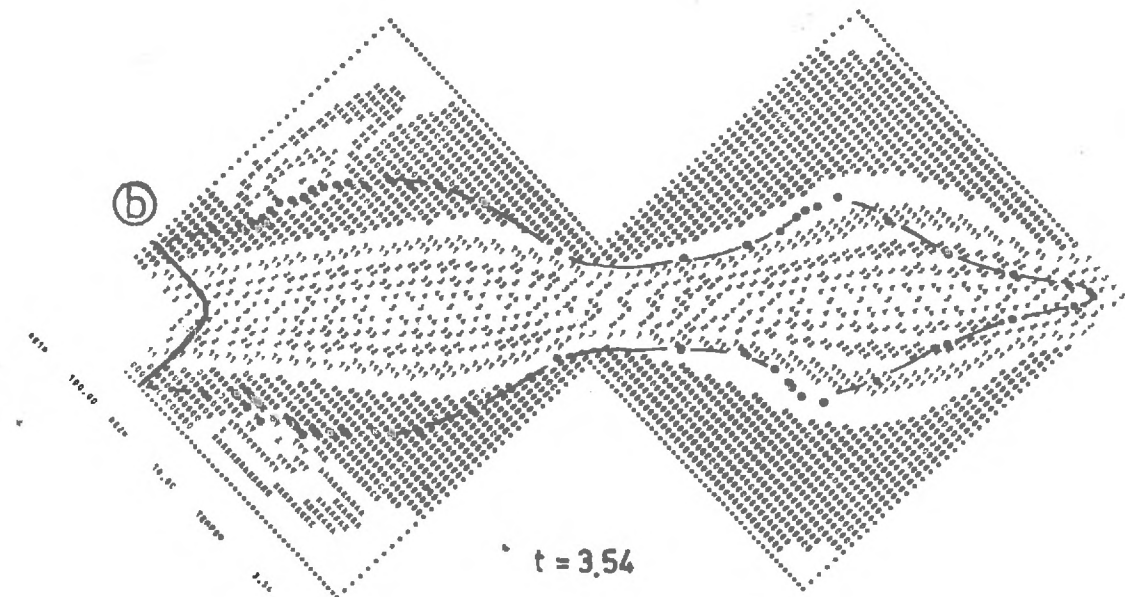
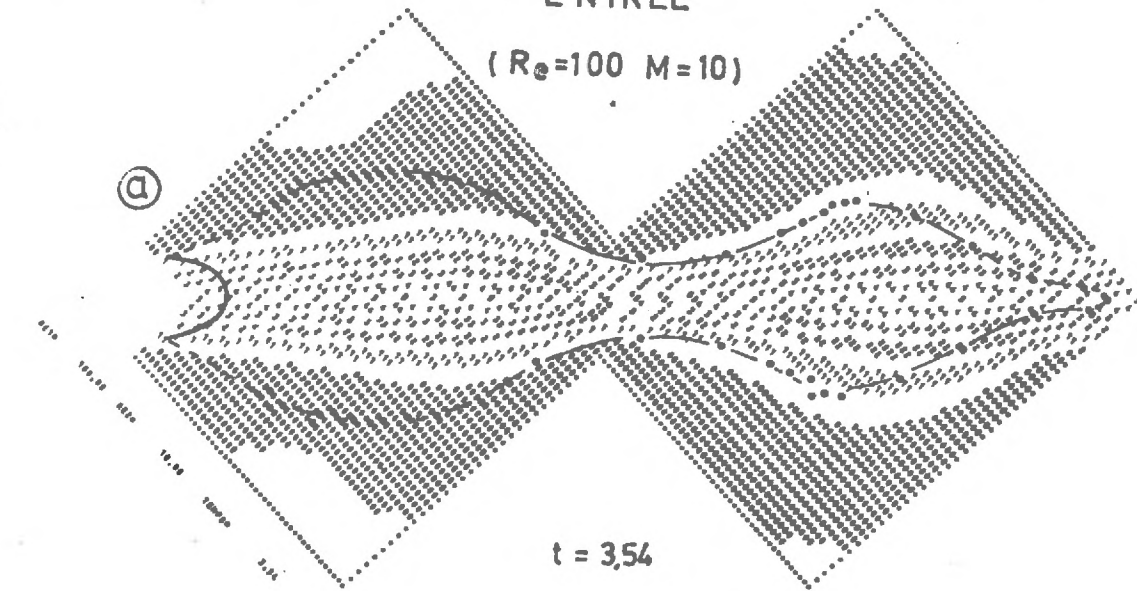


FIGURE 129

INFLUENCE DE LA FORME DE L'INTERFACE A L'INJECTION
 SUR LA DISTRIBUTION DES VITESSES AU MOMENT DE
 LA PERCÉE

($Re = 100$, $M = 10$)

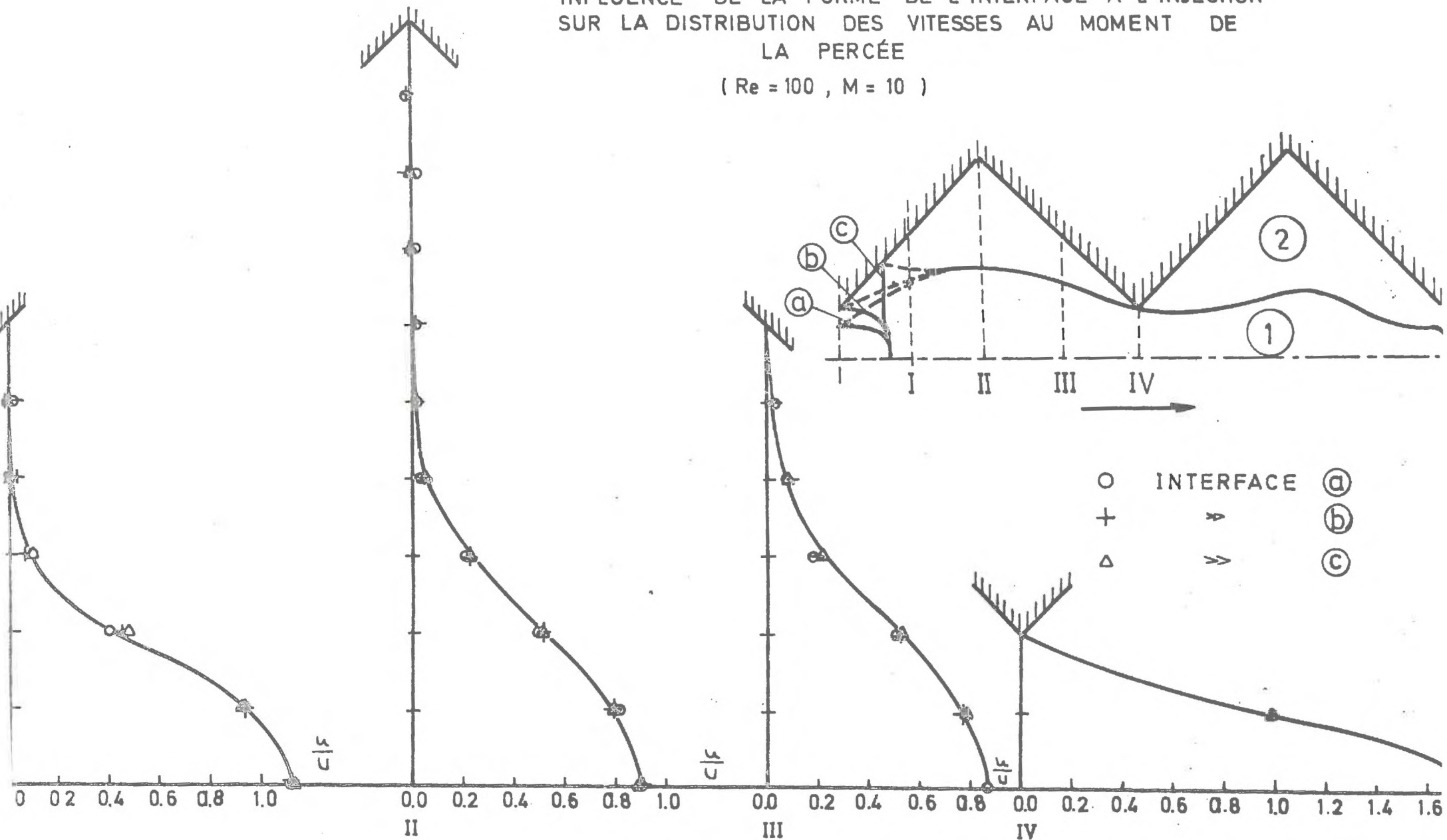


FIGURE 130

INFLUENCE DE LA FORME DE L'INTERFACE
 A L'ENTRÉE SUR LA DISTRIBUTION DES VITESSES
 AU MOMENT DE LA PERCÉE

(Re = 100 , M = 10)

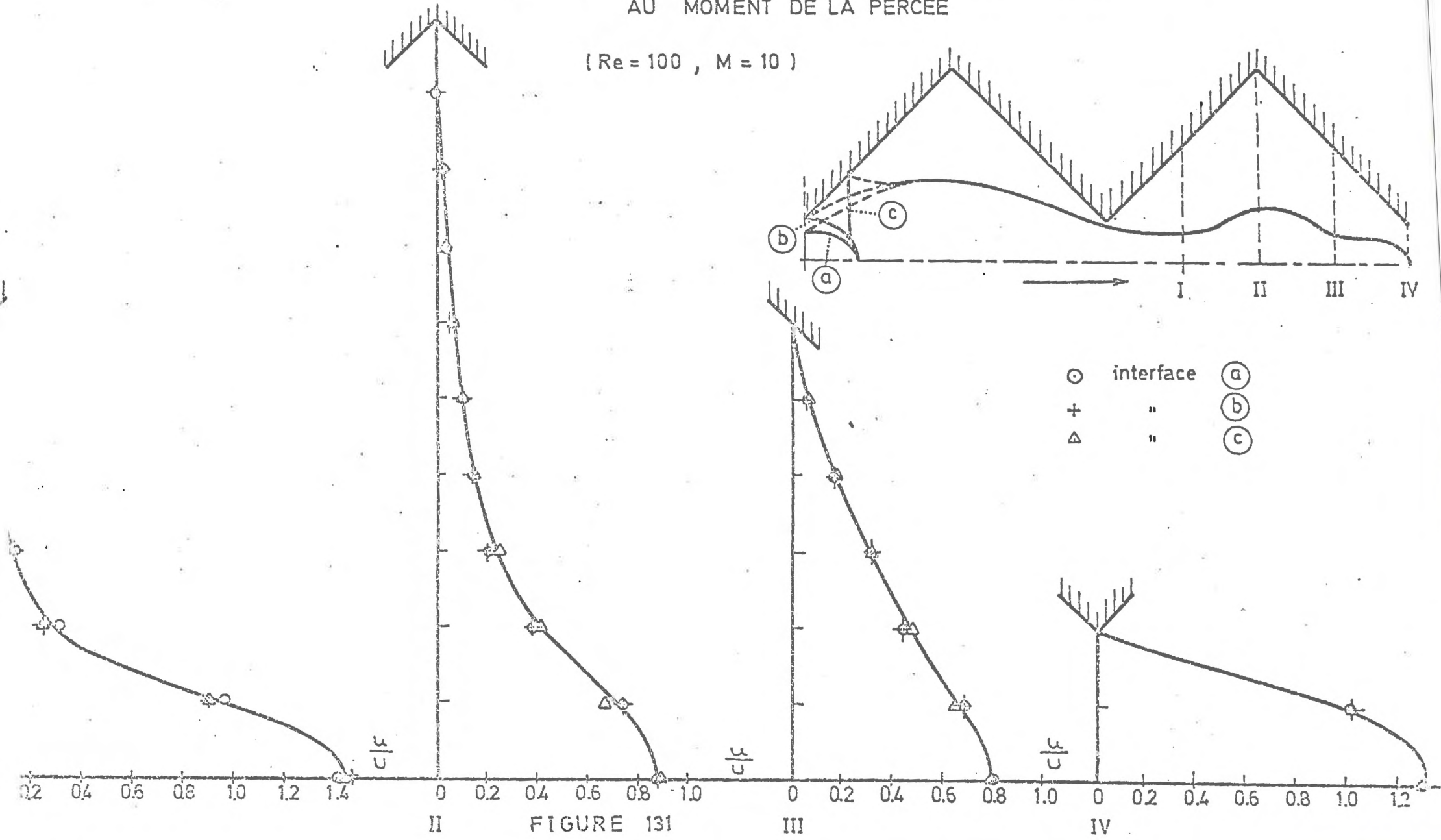
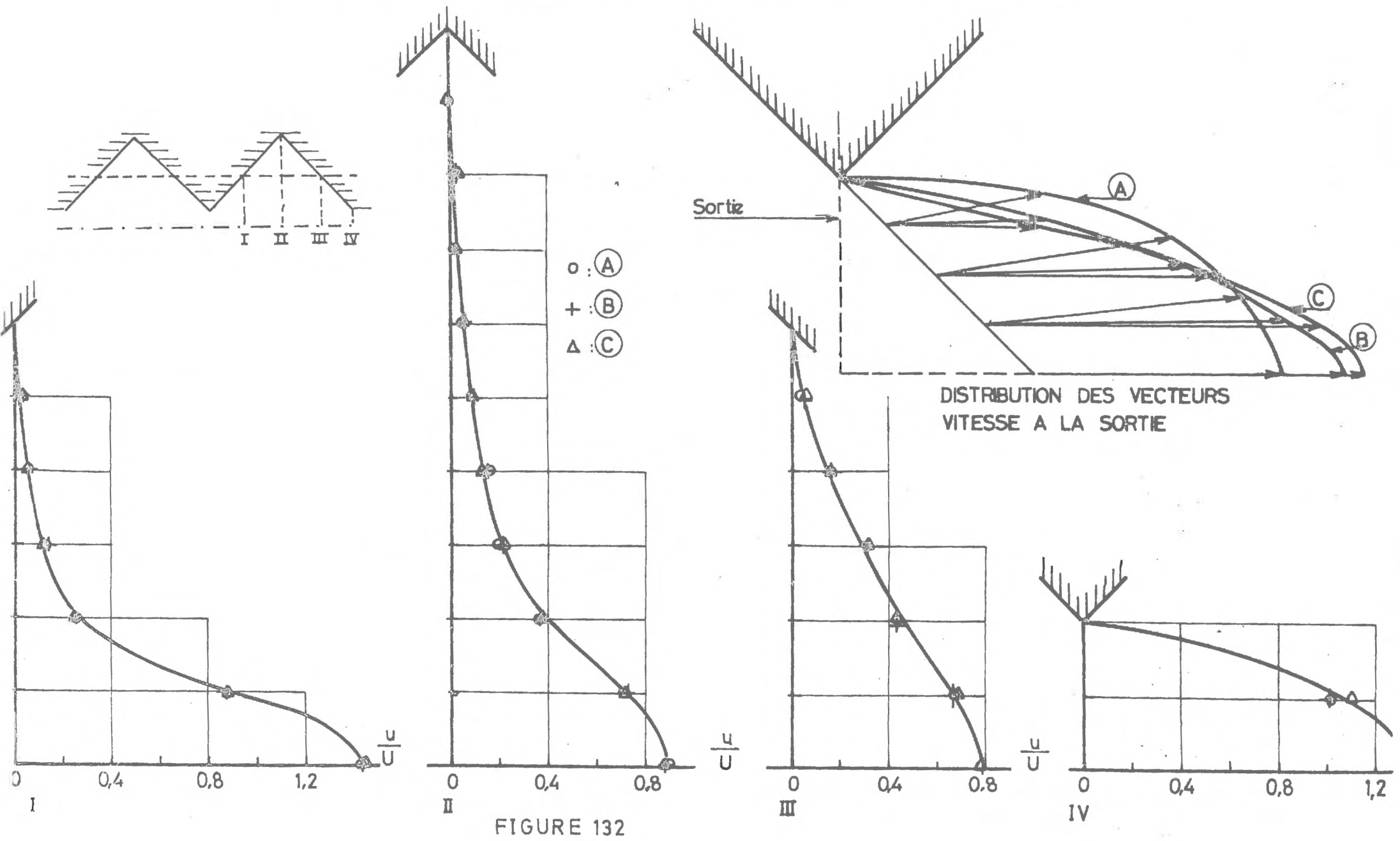
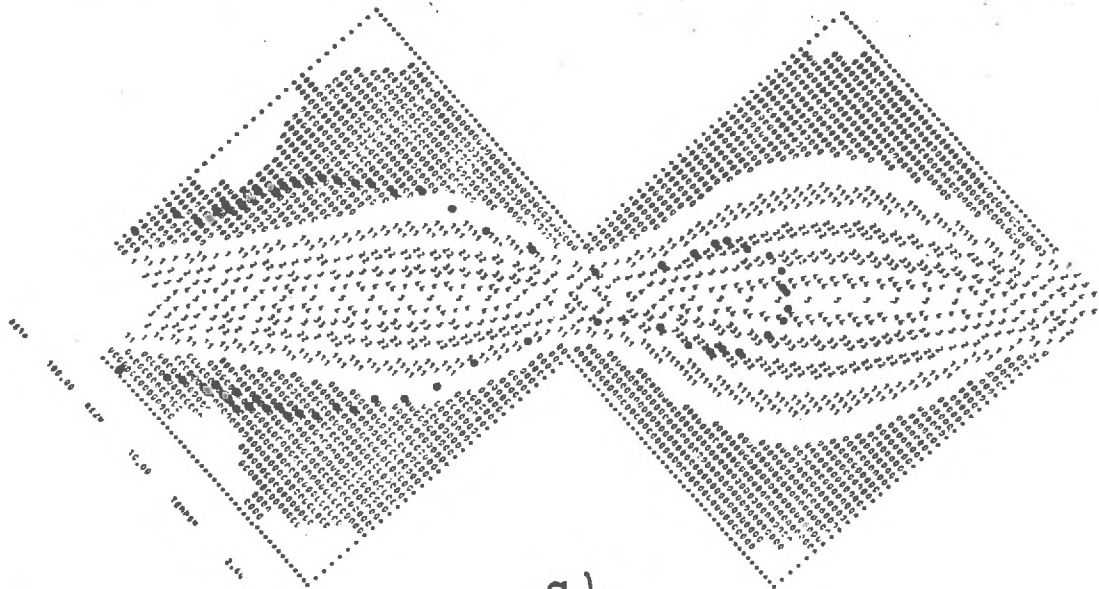


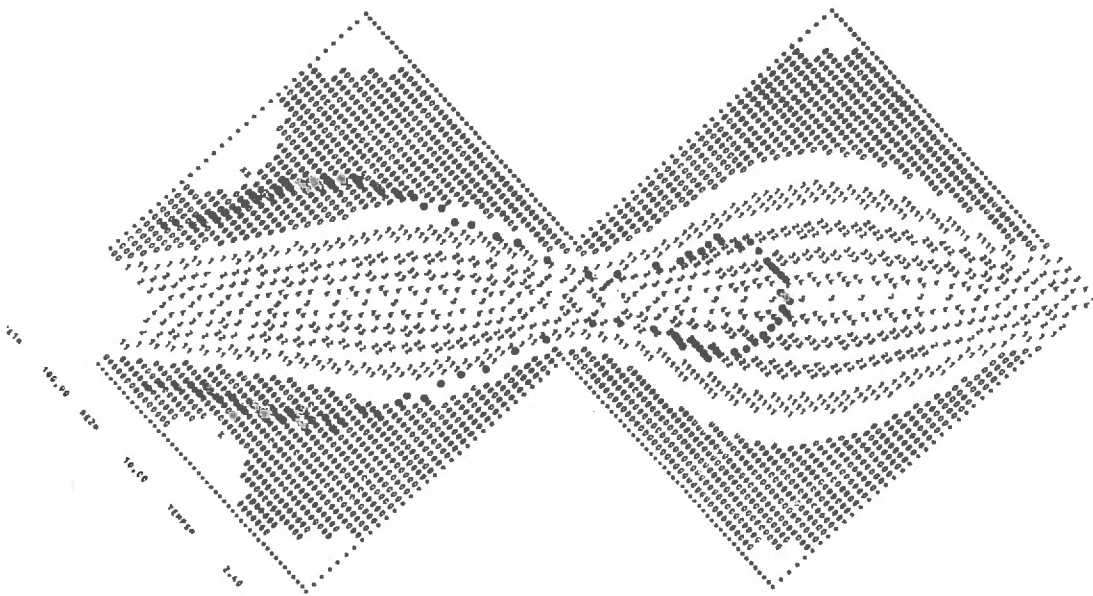
FIGURE 131



INFLUENCE DU NOMBRE DES PARTICULES
SUR LA STRUCTURE DE L'ECOULEMENT



a)



b)

FIGURE 133

ET TRAJECTOIRES
DES PARTICULES INTERFACIALES

$Re_1 = 100$

$M = 10$

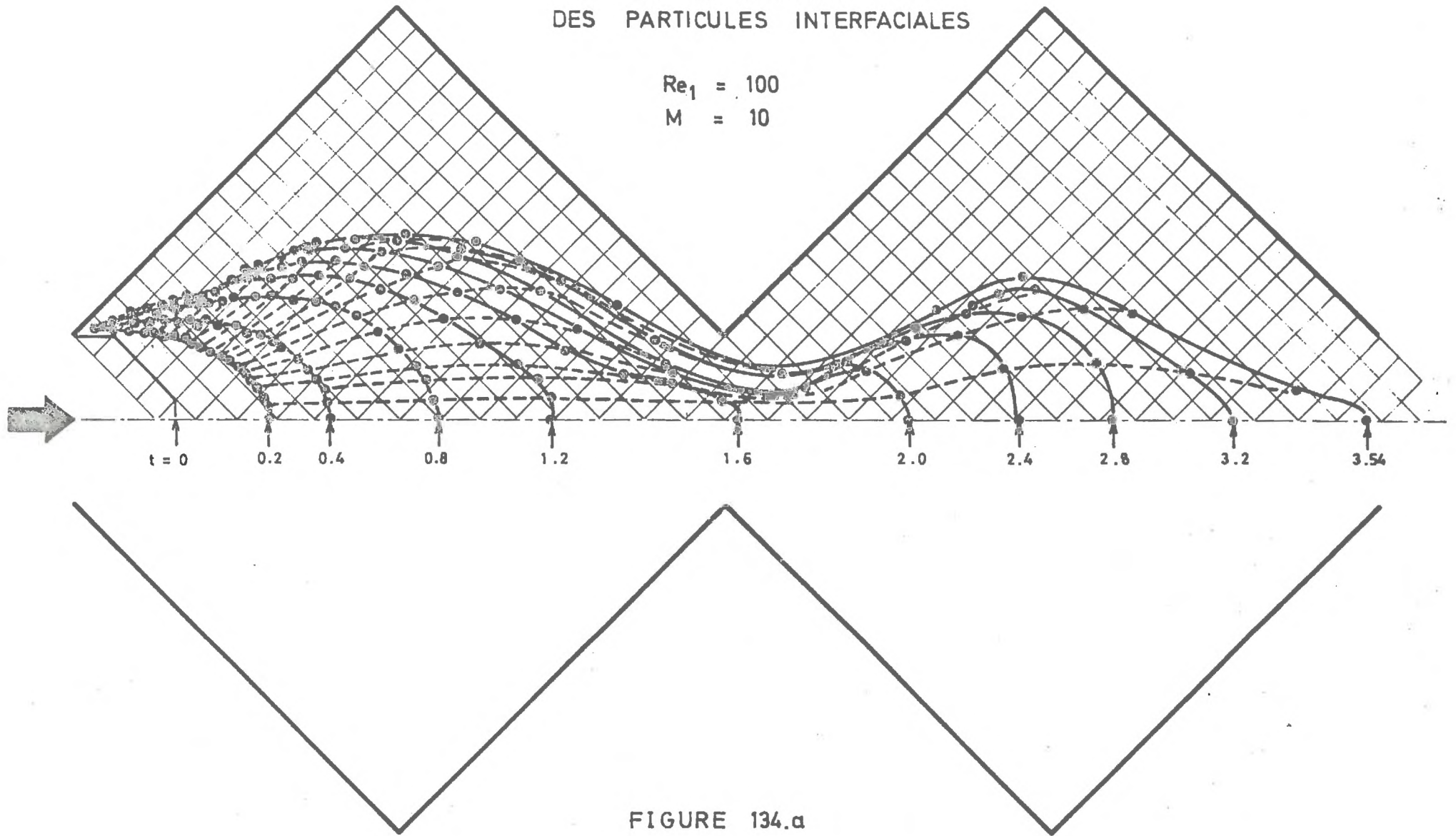
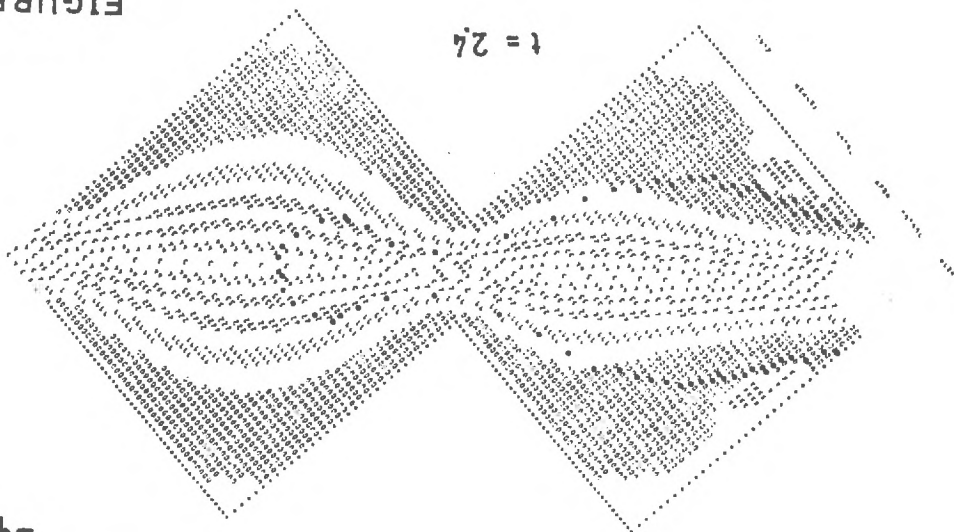


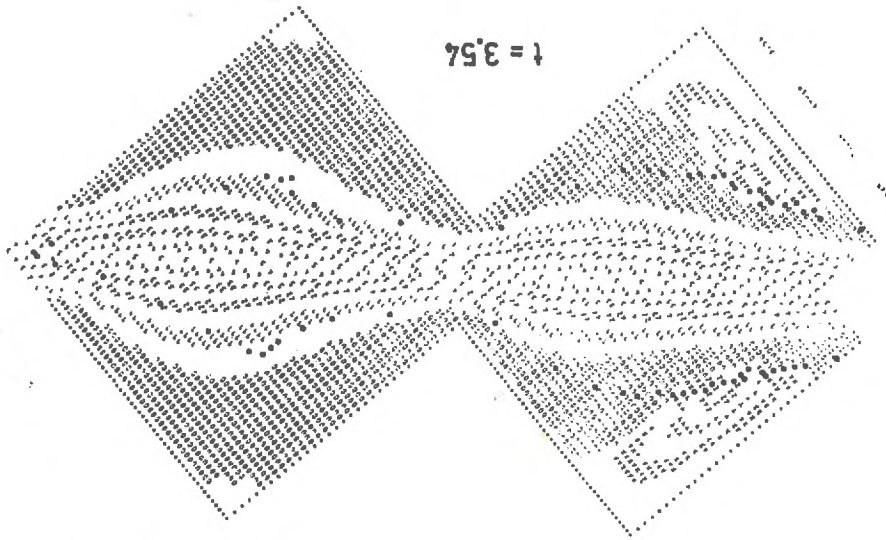
FIGURE 134.a

FIGURE 134.B

$t = 2.7$



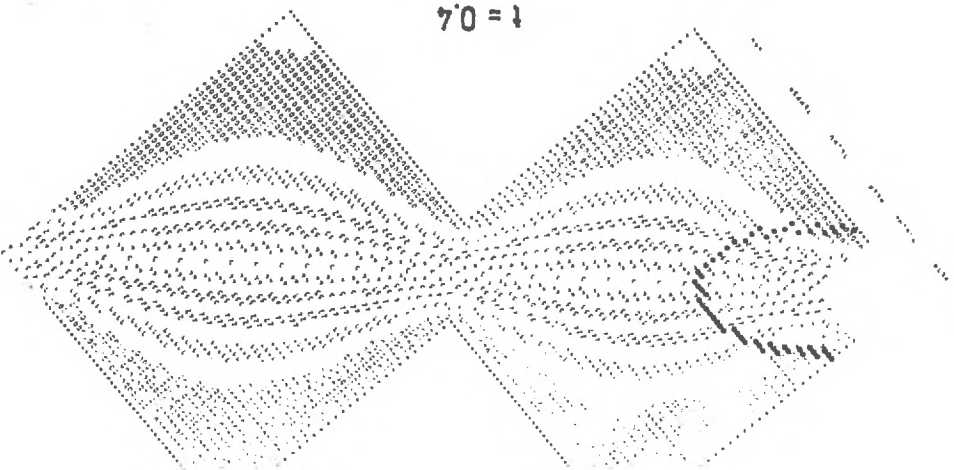
$t = 3.57$



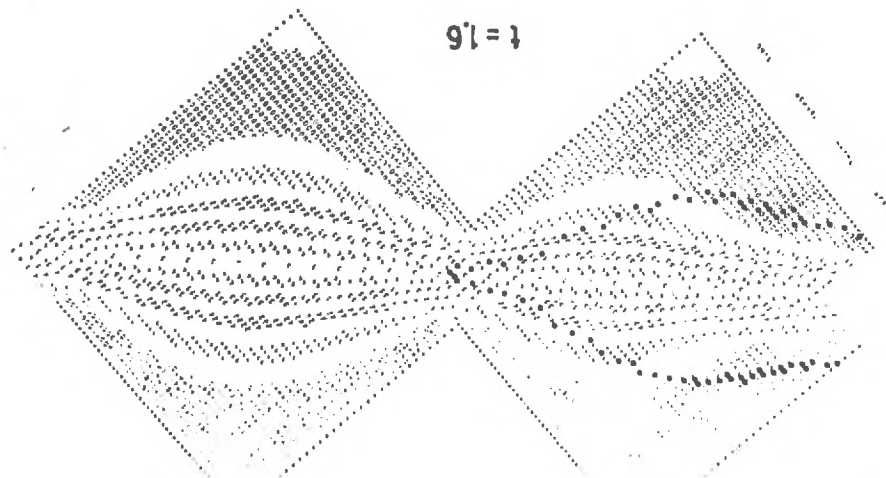
$\Delta\psi = 4 \times 10^{-4}$

$R_e = 100 \quad M = 10$

$t = 0.7$



$t = 1.6$



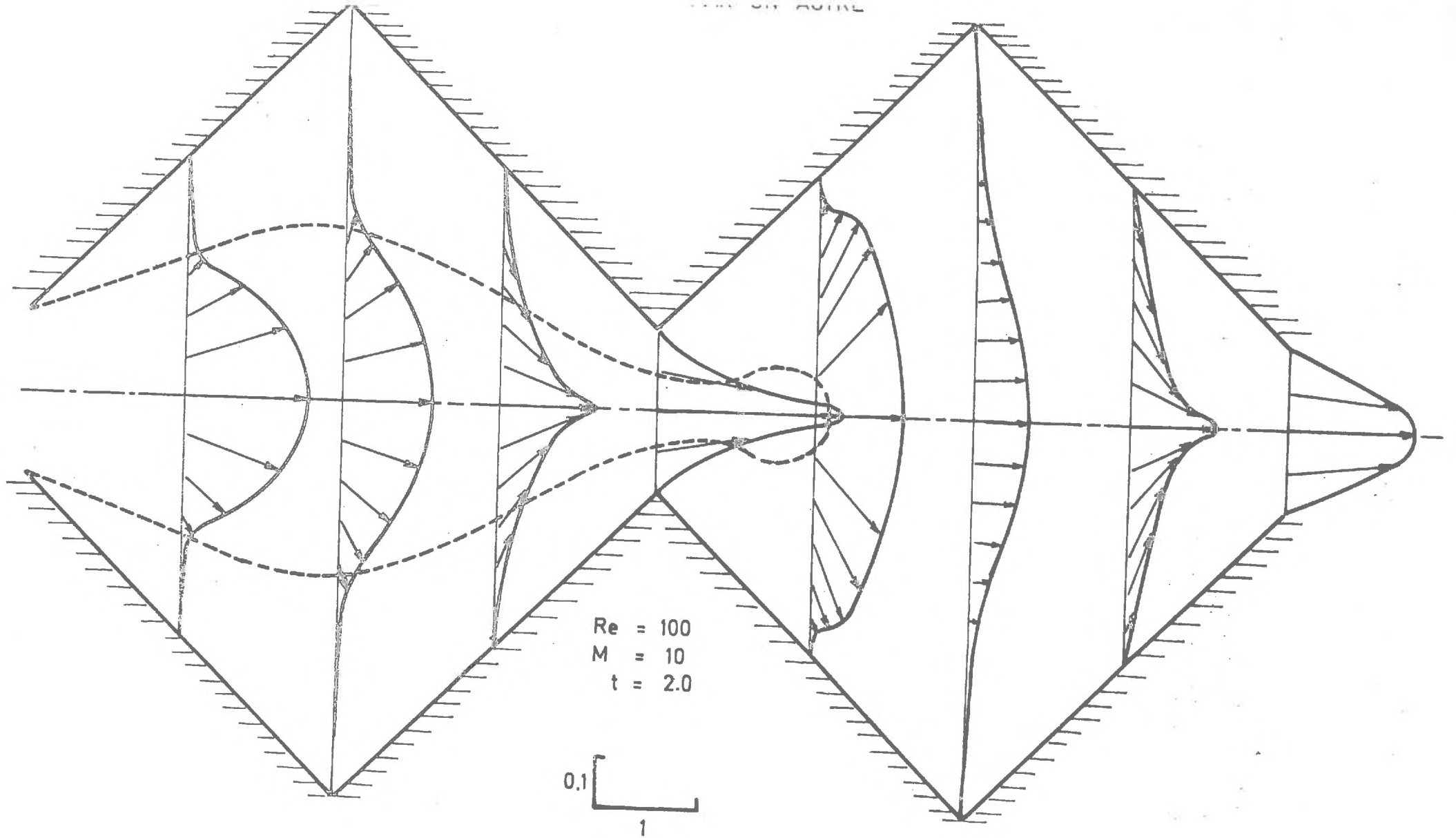
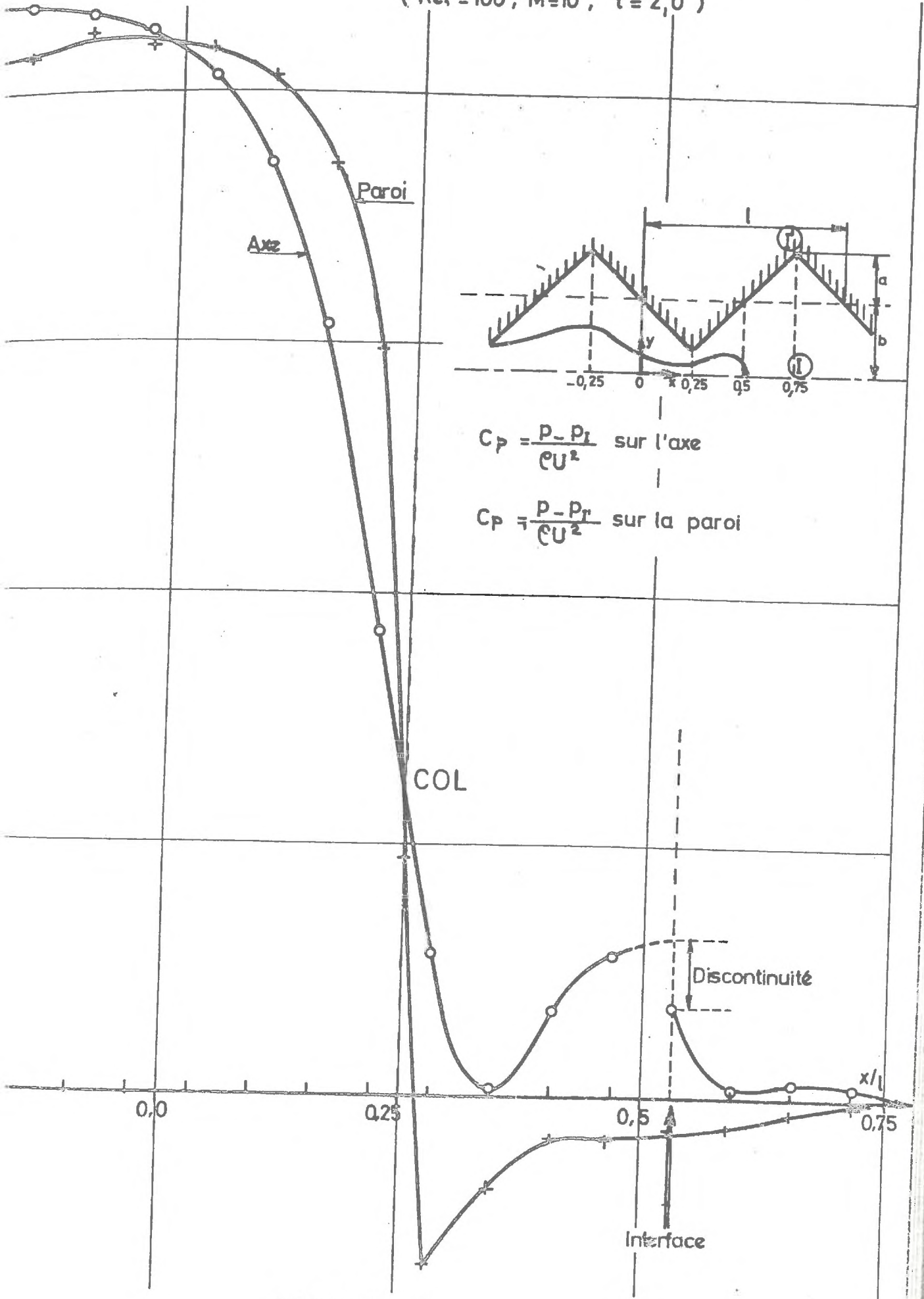


FIGURE 135

DISTRIBUTION DES PRESSIONS SUR L'AXE ET SUR LES PAROIS

($Re_1 = 100$, $M=10$, $t = 2,0$)



$$C_p = \frac{P - P_L}{\rho U^2} \text{ sur l'axe}$$

$$C_p = \frac{P - P_r}{\rho U^2} \text{ sur la paroi}$$

FIGURE 136

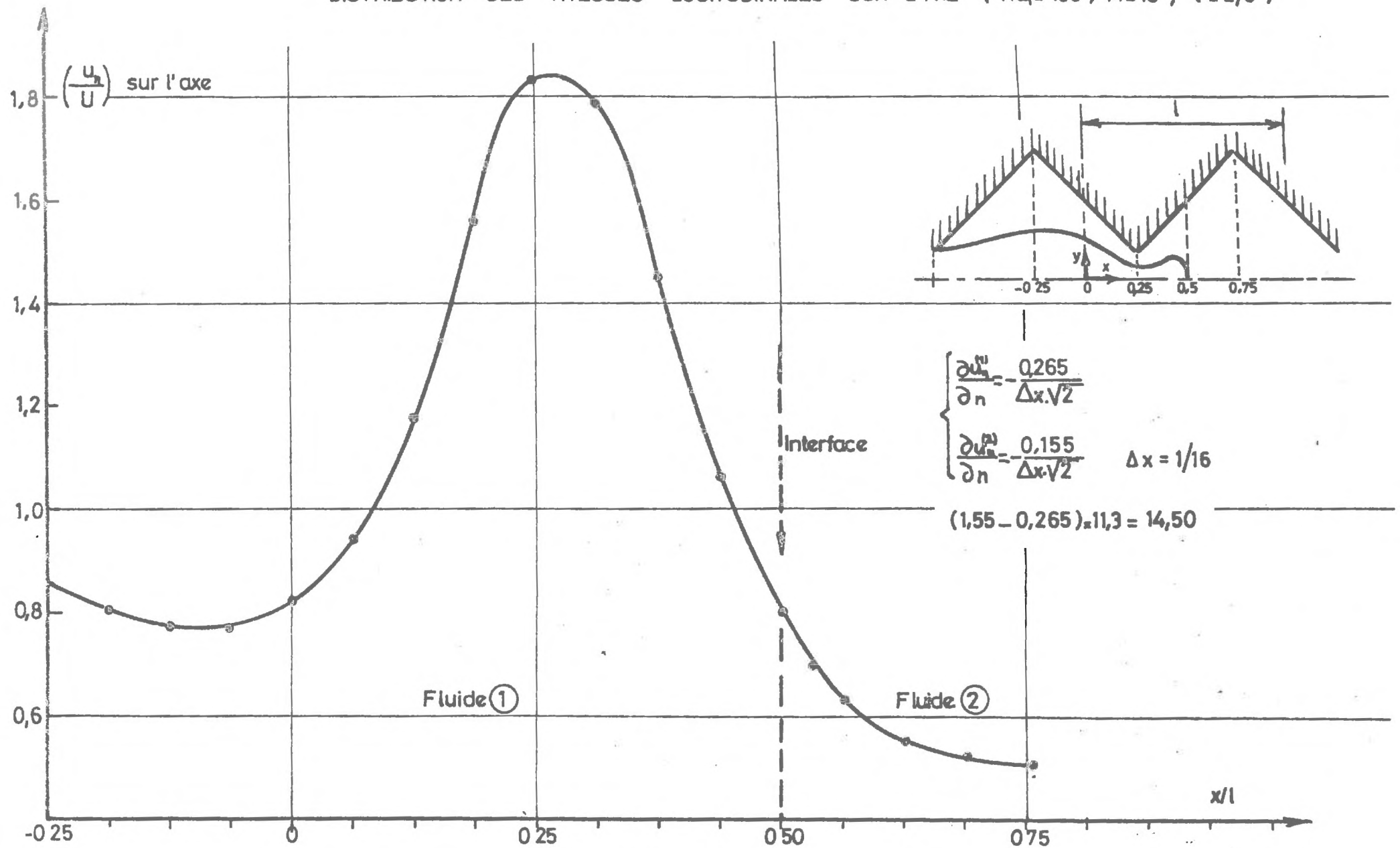


FIGURE 137

VARIATION DE LA PERTE DE CHARGE
EN FONCTION DU TEMPS ($Re=100, M=10$)

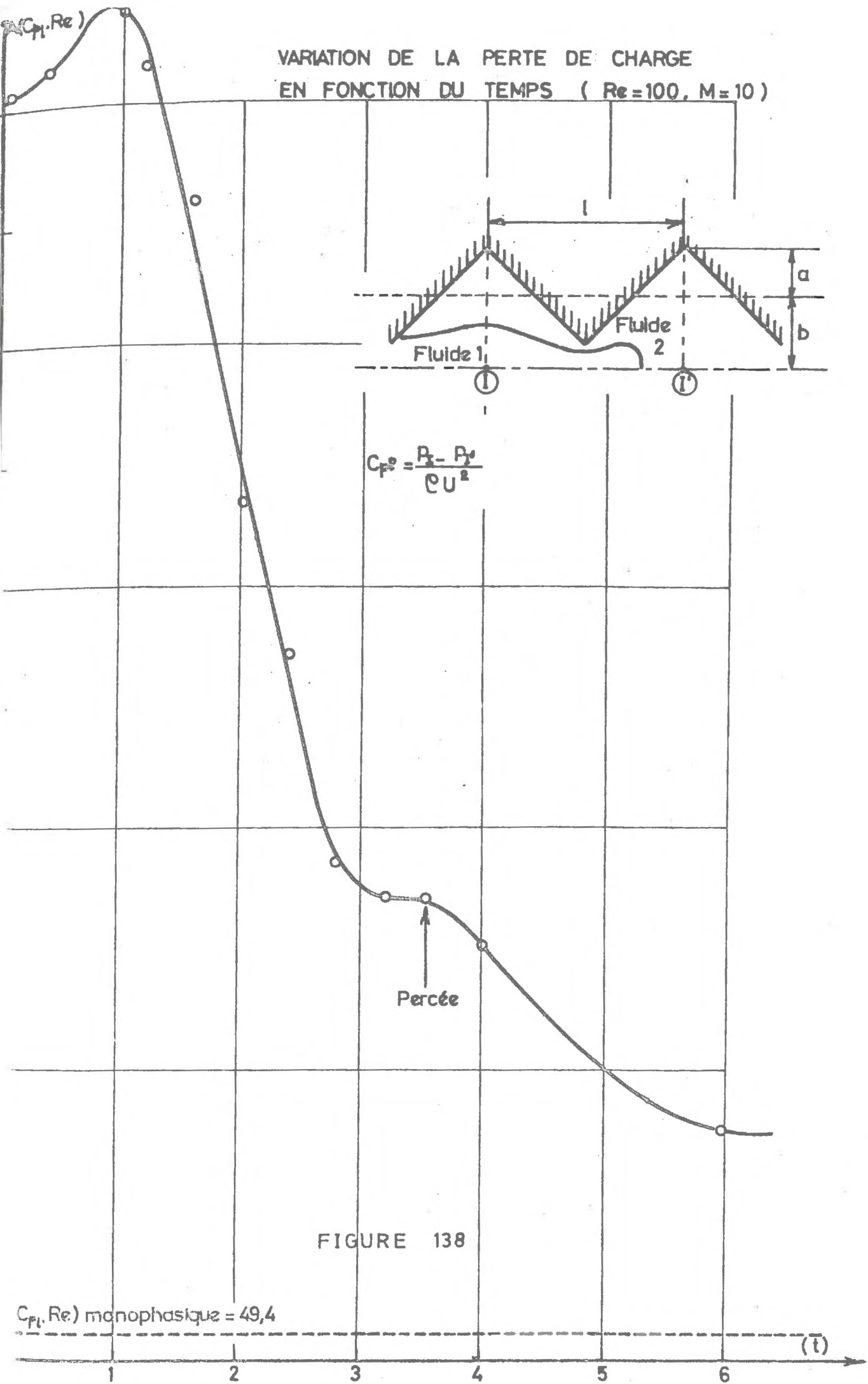
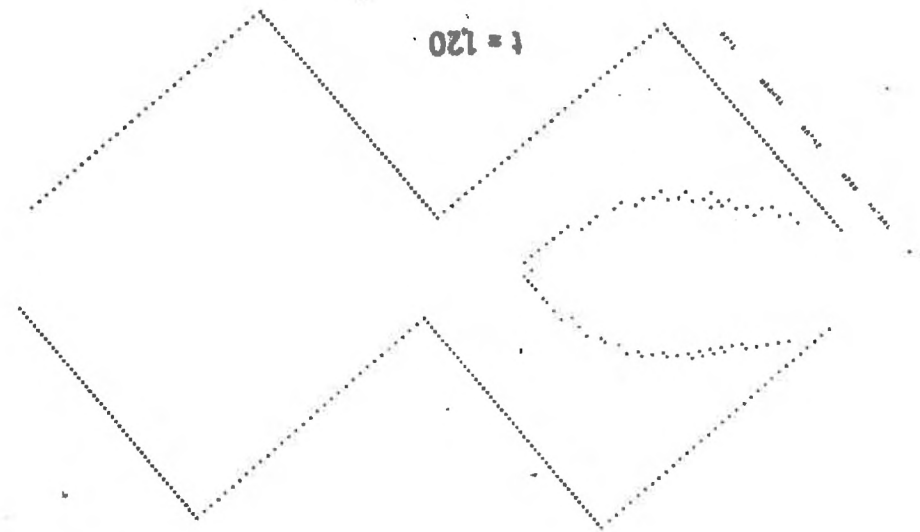
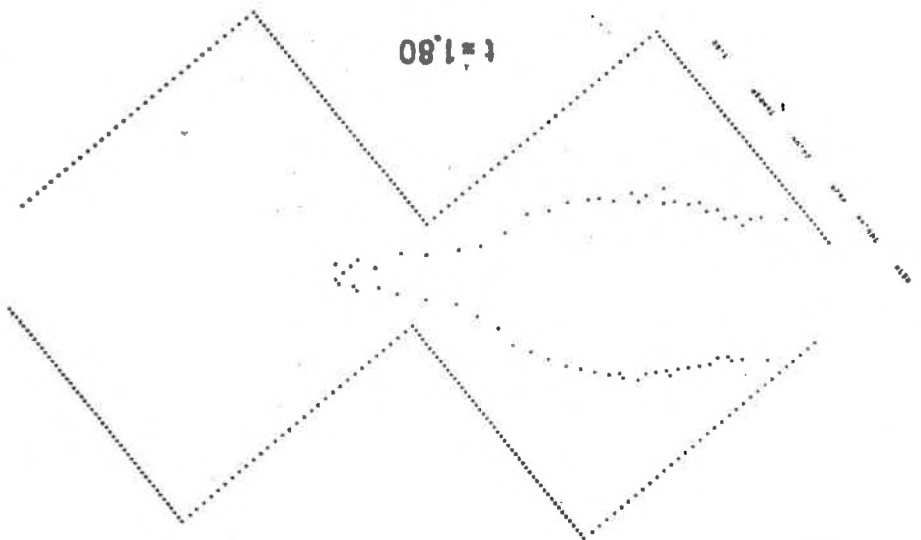
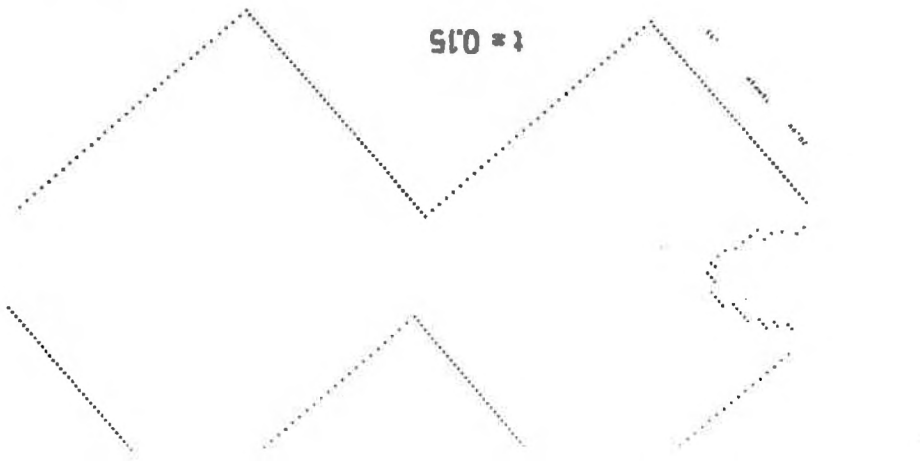
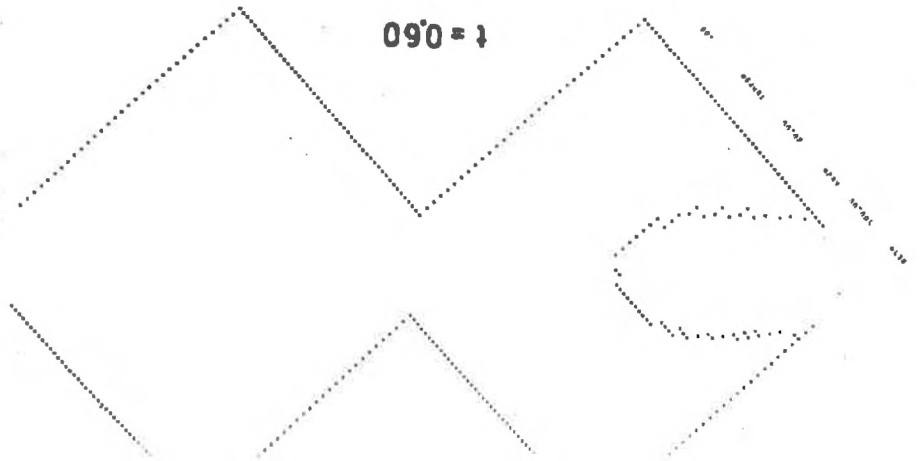


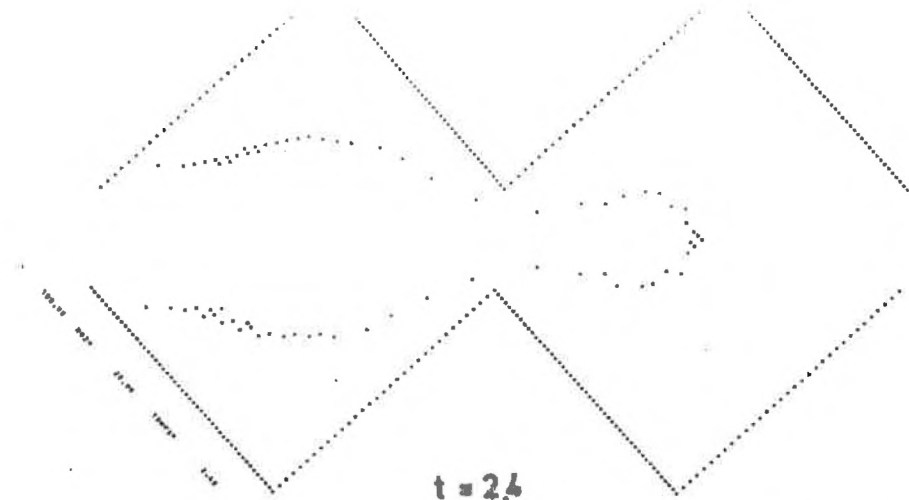
FIGURE 138

FIGURE 139.d

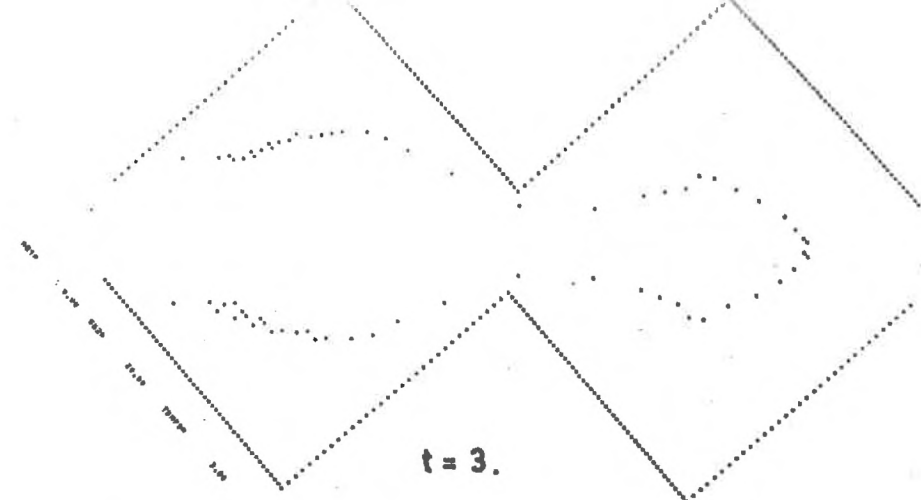


$R_e = 100, M = 5$



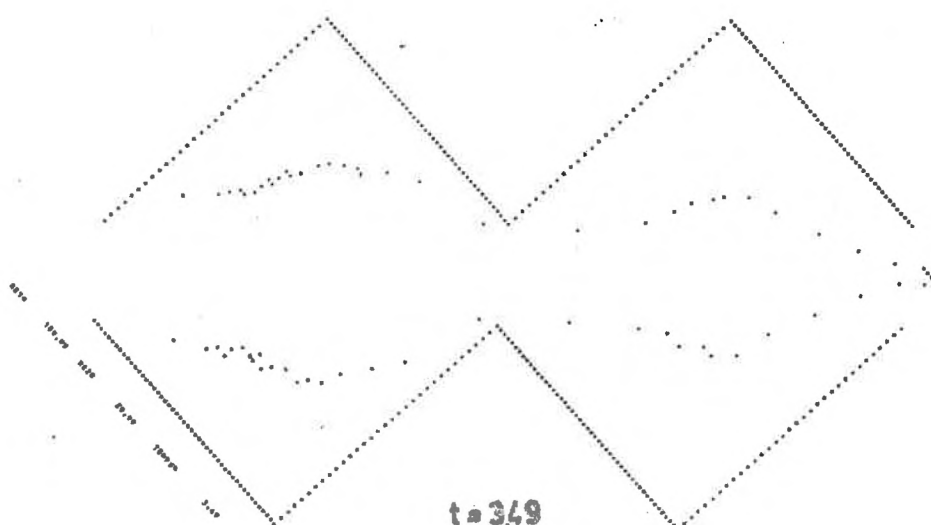


$t = 24$

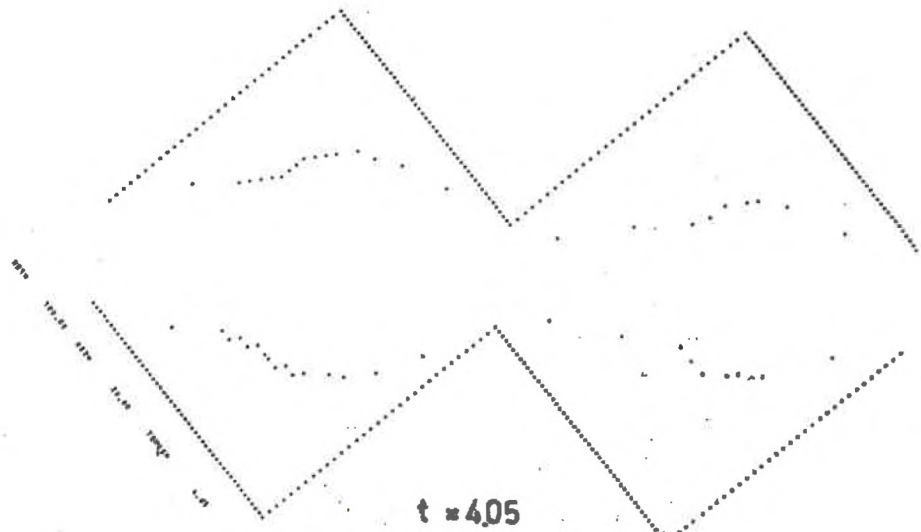


$t = 3$

$Re = 100, M = 5$



$t = 349$



$t = 405$

FIGURE 139.b

— $Re = 100, M = 5$
 - - - $Re = 100$ monophasique

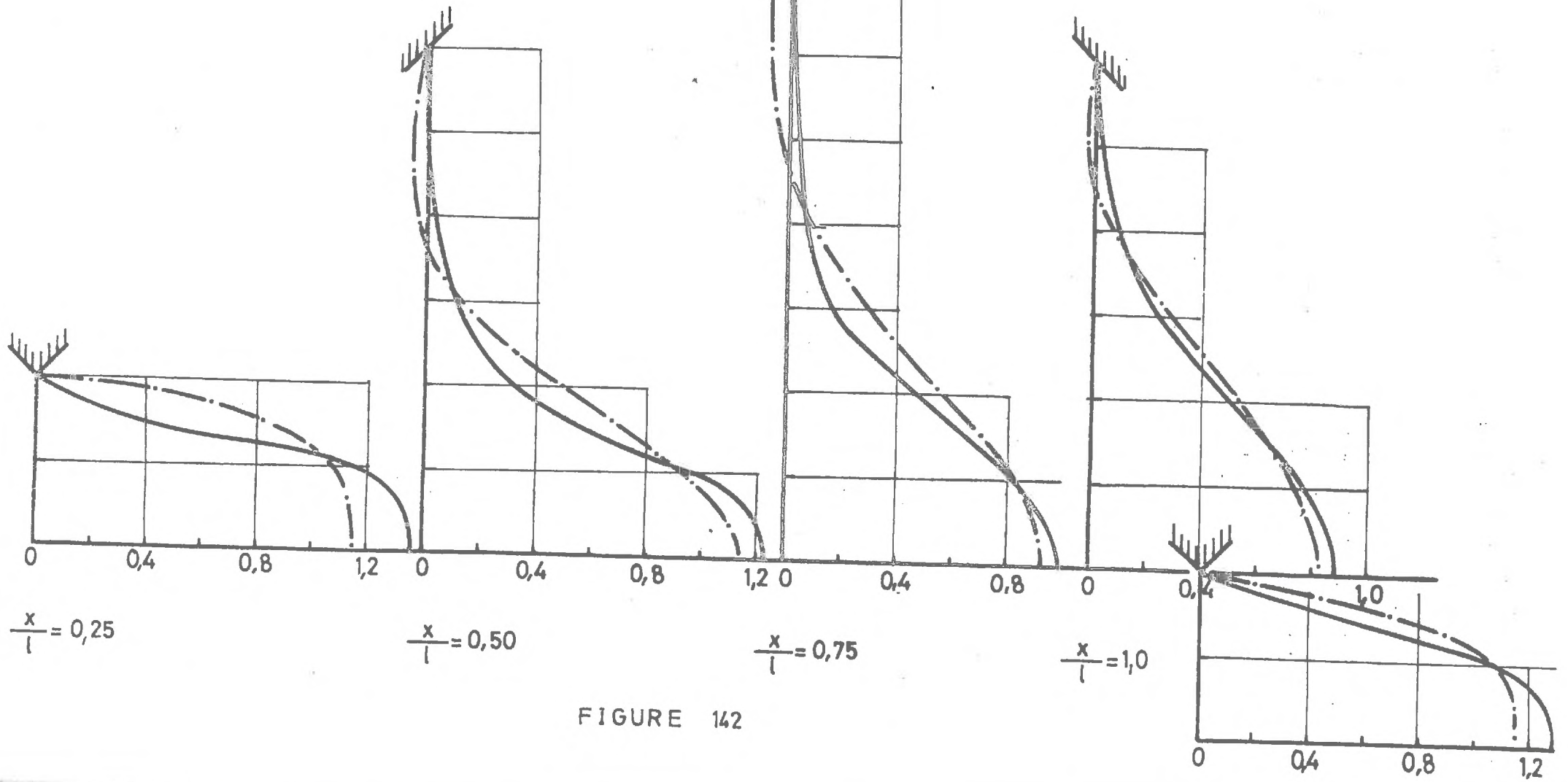
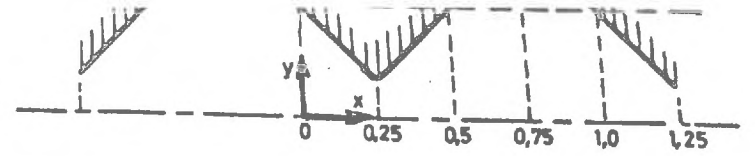


FIGURE 142

L AXE ET SUR LA PAROI
 REGIME PERMANENT

— $Re = 100, M = 5$
 - - - $Re = 100, M = 1$

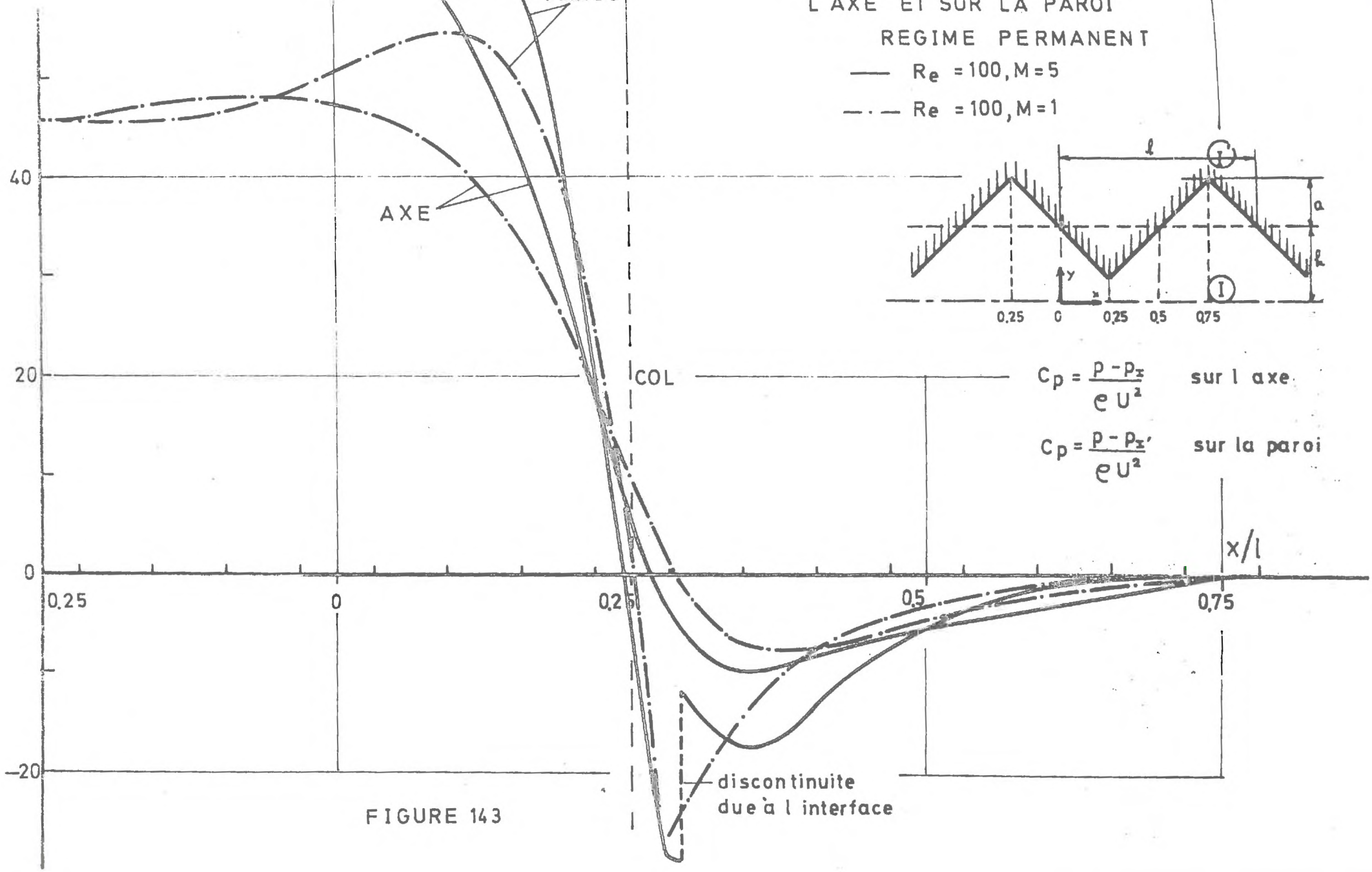
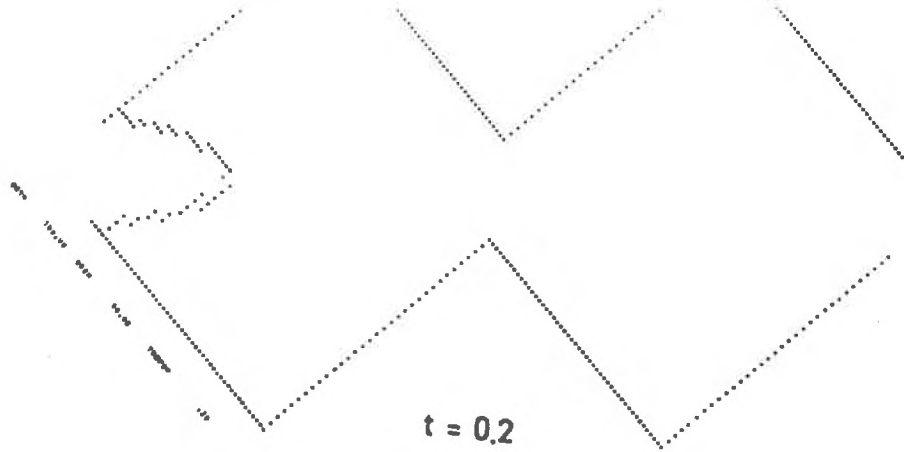
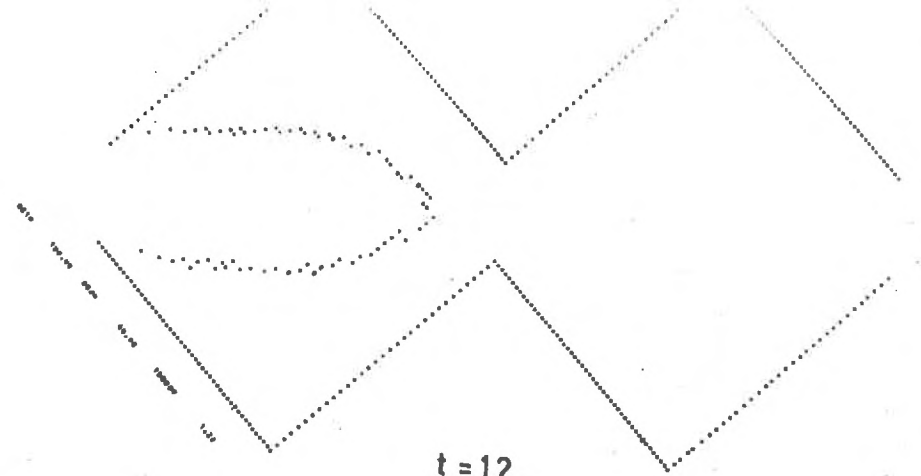


FIGURE 143

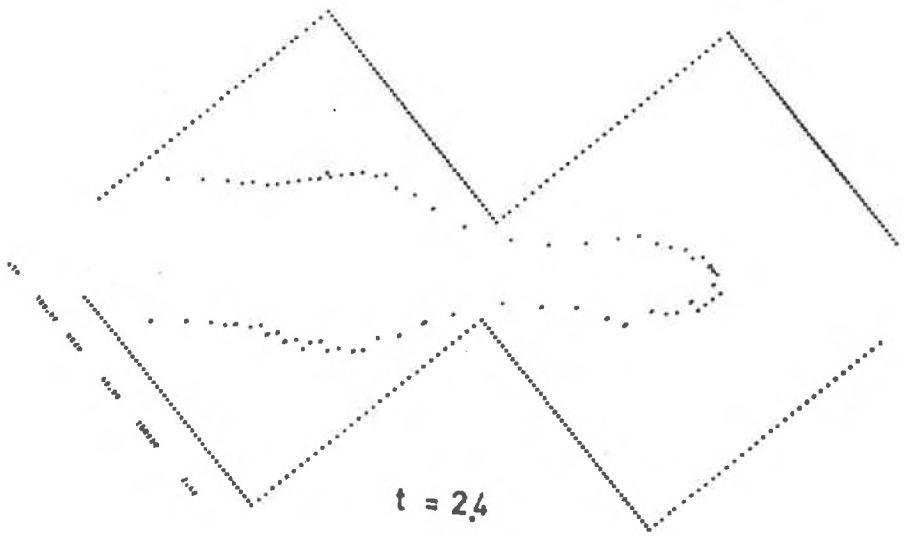


$t = 0.2$

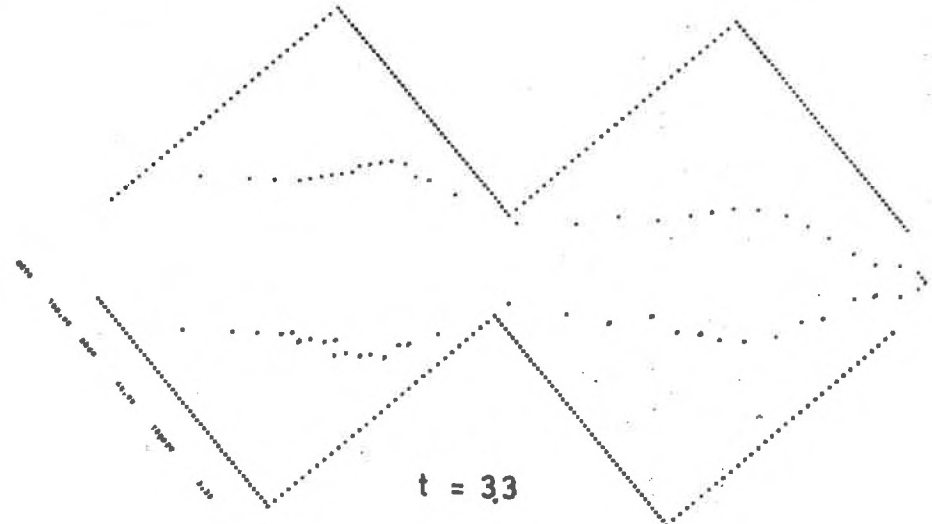


$t = 12$

$Re = 100, M = 2.5$



$t = 24$



$t = 33$

FIGURE 144

FIGURE 175

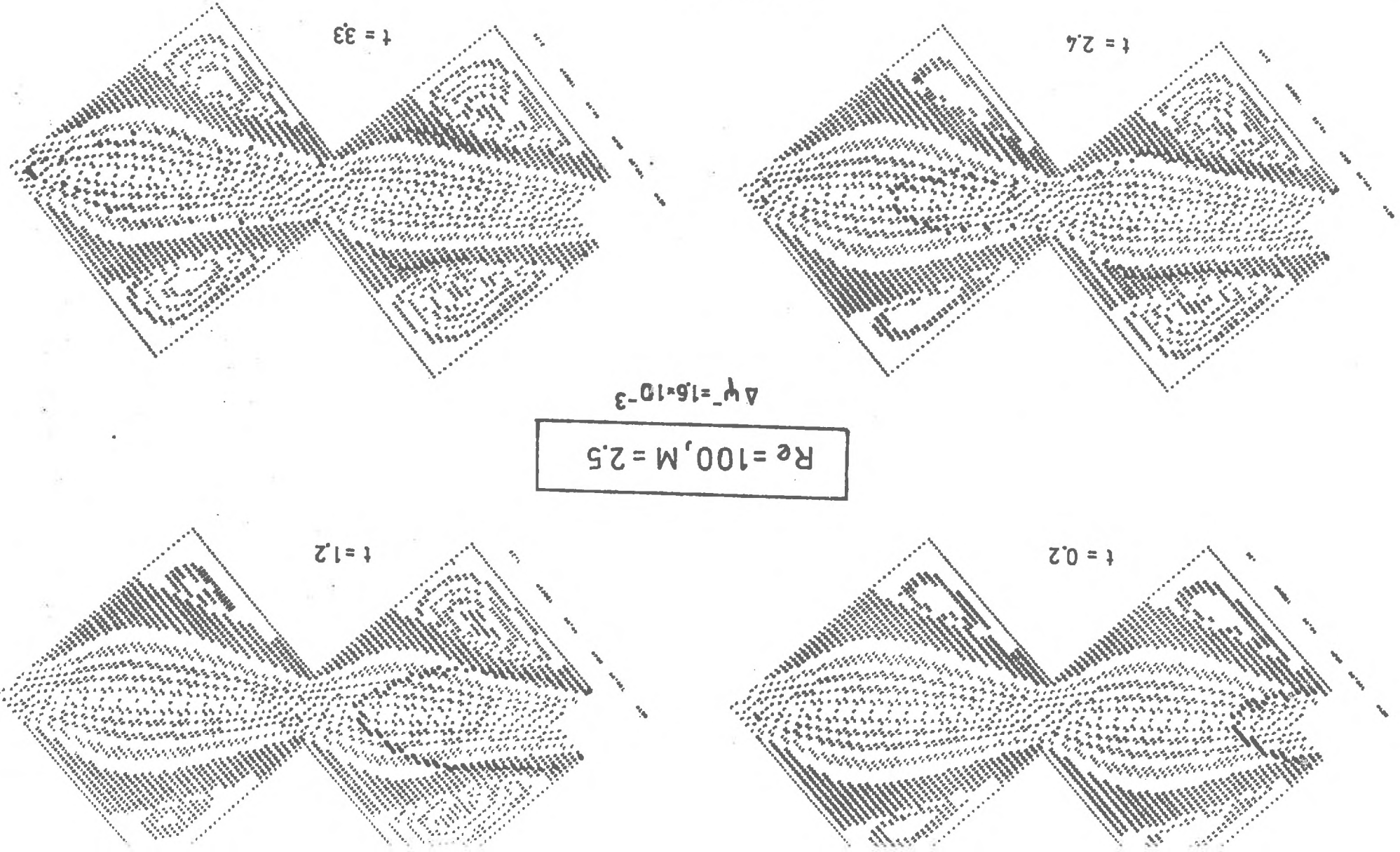


DIAGRAMME CHRONOLOGIQUE
ET TRAJECTOIRES
DES PARTICULES INTERFACIALES

$Re_1 = 10$
 $M = 0.25$

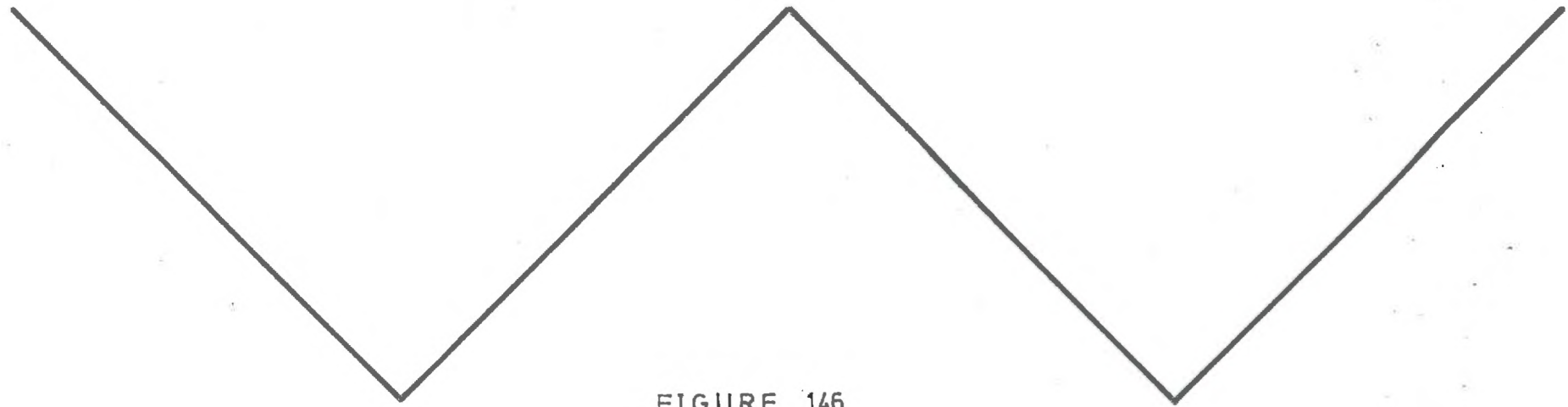
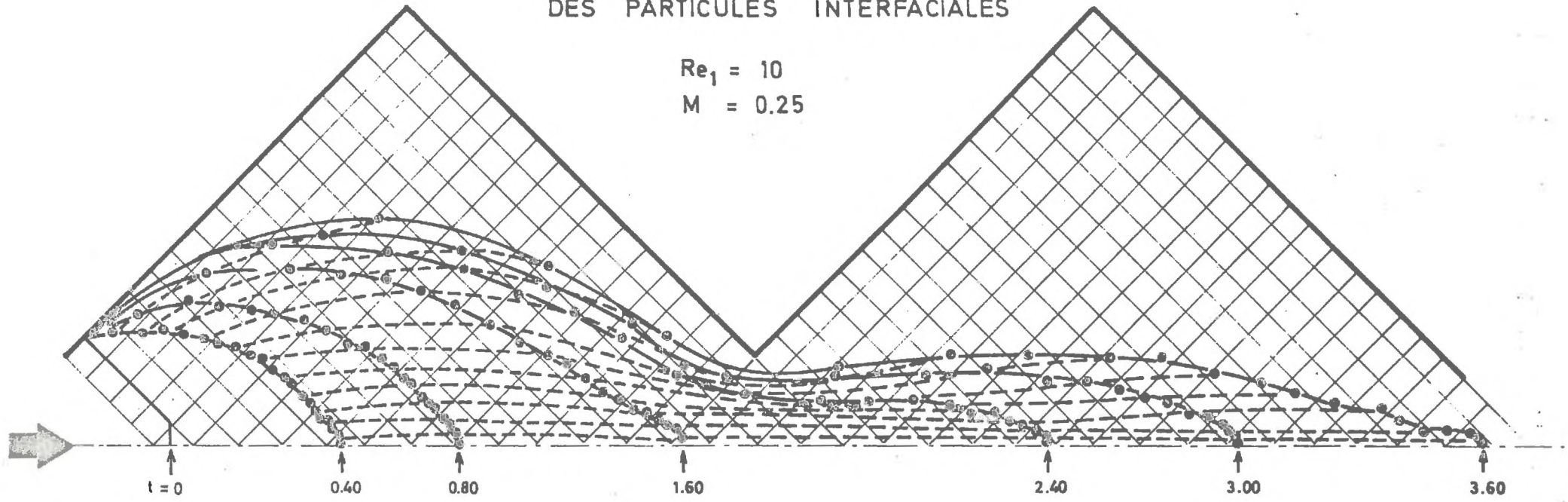
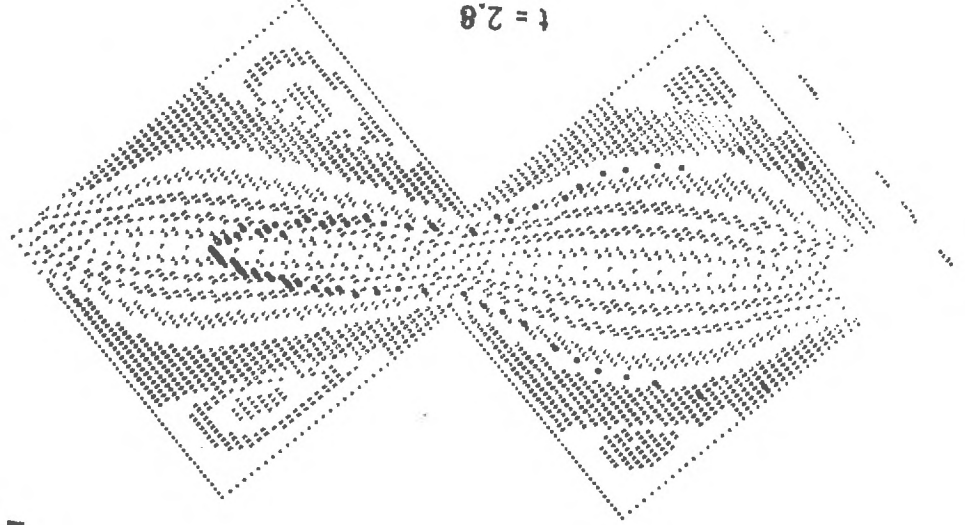


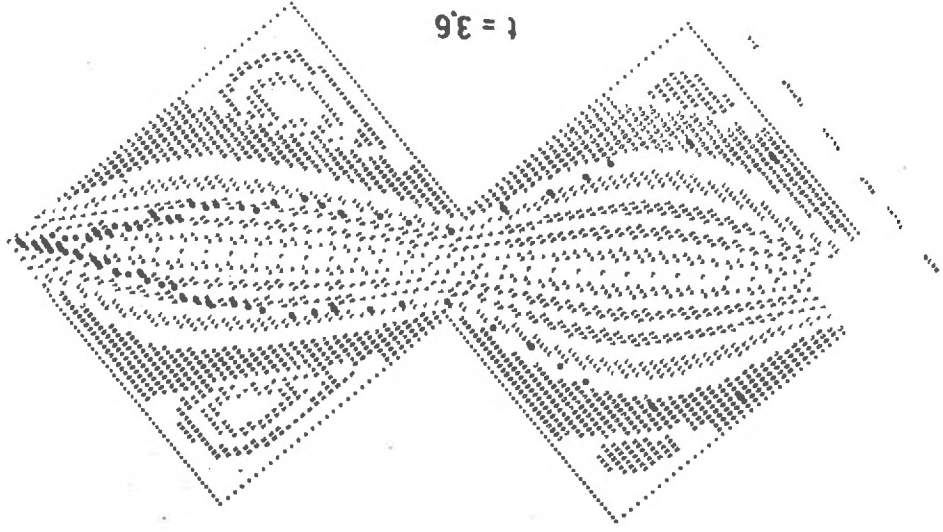
FIGURE 146

FIGURE 147

$t = 2.8$



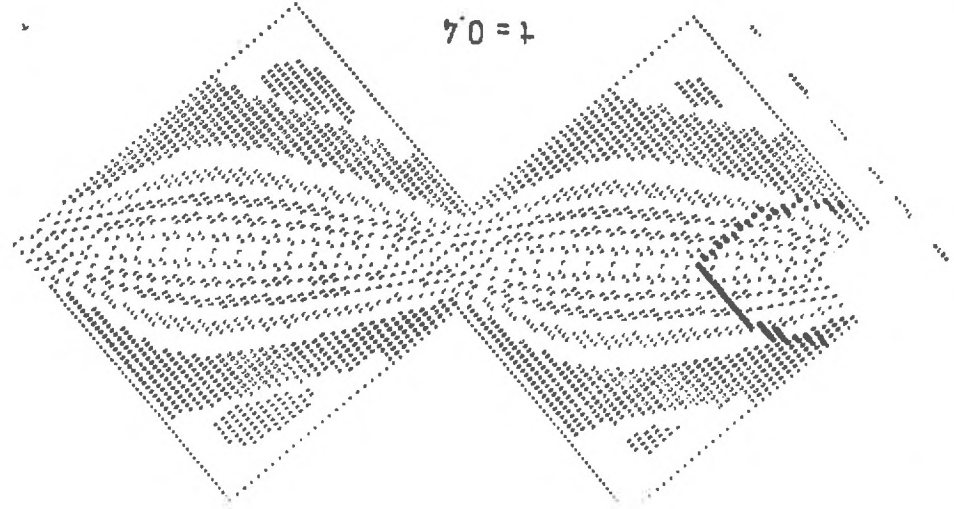
$t = 3.6$



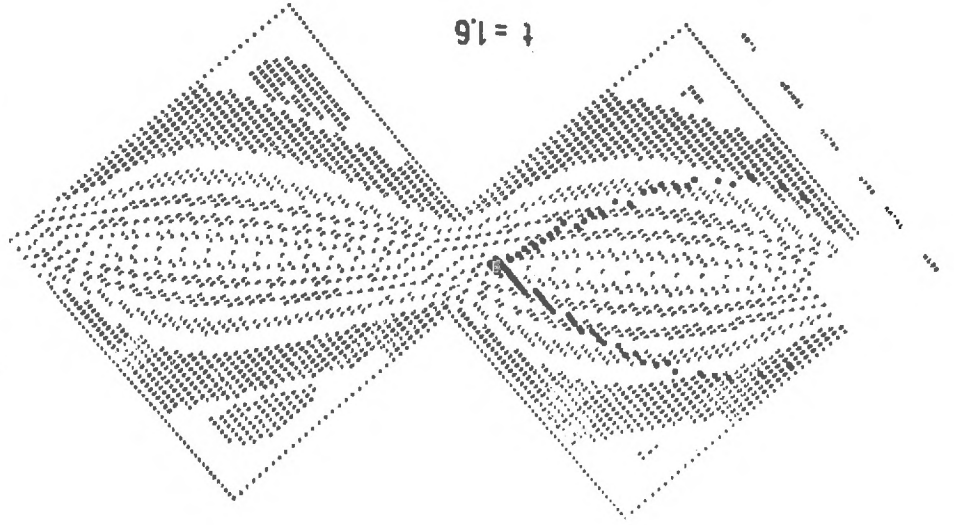
$\Delta\psi = 0.002$

$Re = 10, M = 0.25$

$t = 0.4$



$t = 1.6$



DEPLACEMENT D'UN FLUIDE VISQUEUX
PAR UN AUTRE

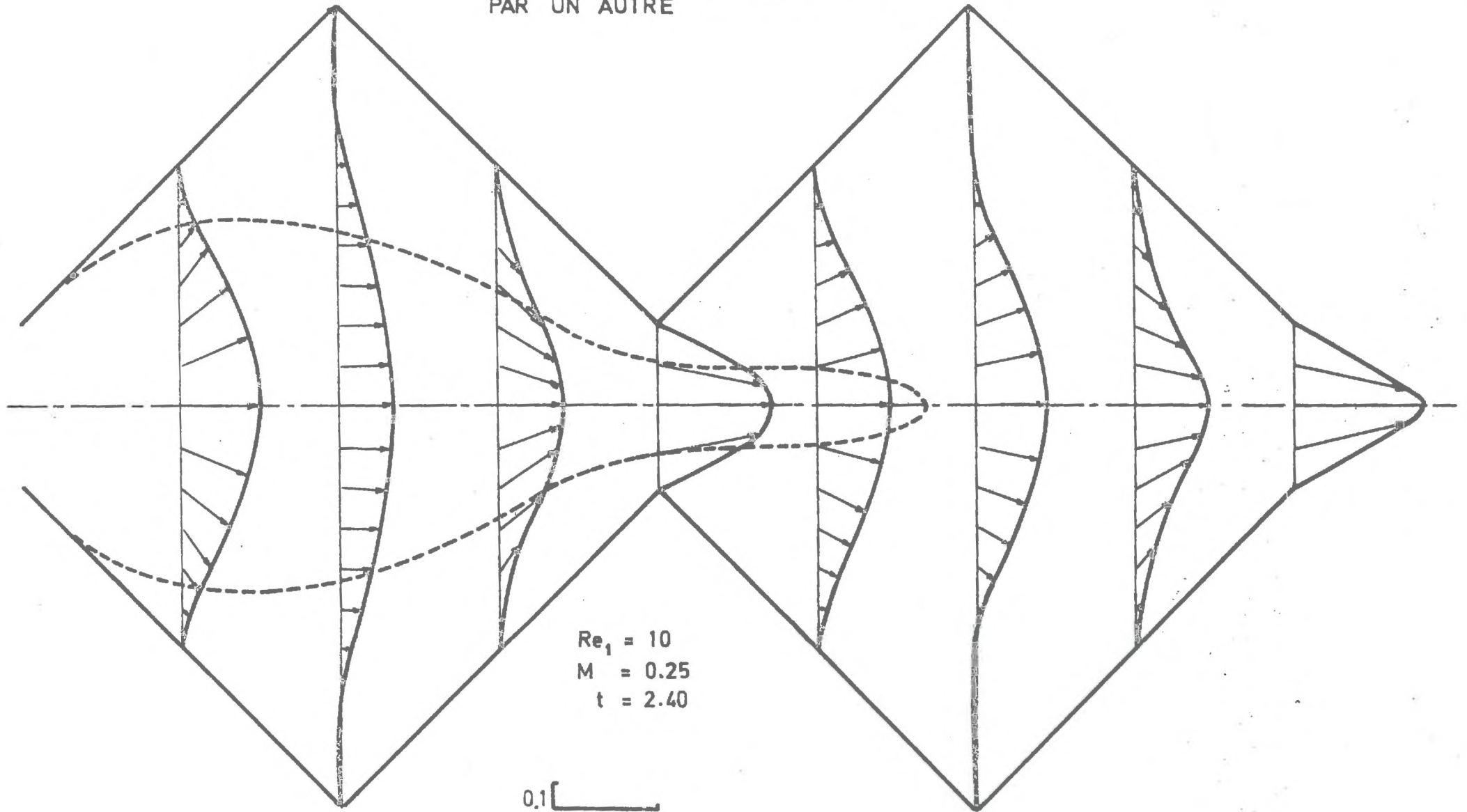


FIGURE 148

DISTRIBUTION DES PRESSIONS SUR
L AXE ET SUR LA PAROI

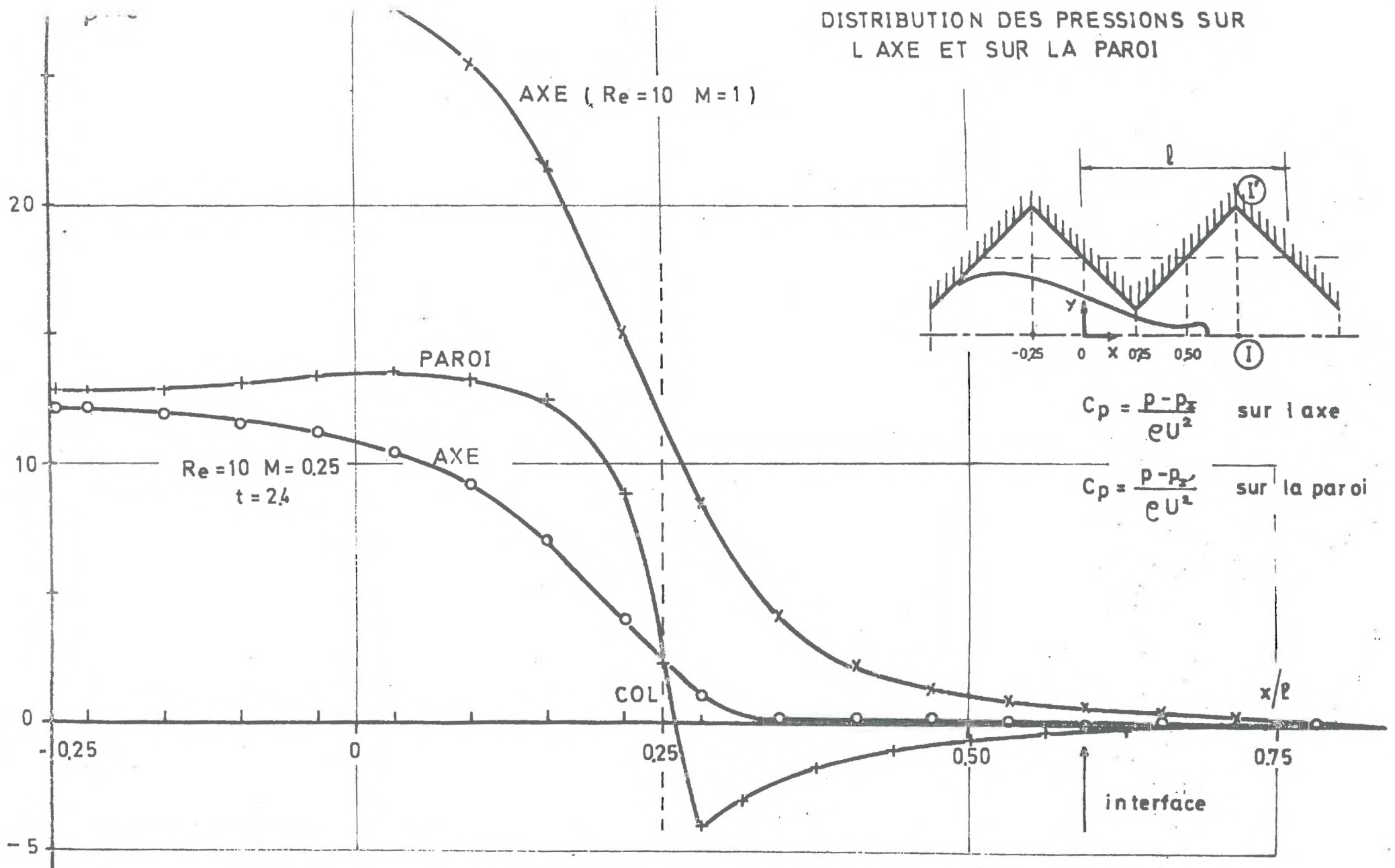


FIGURE 149

VARIATION DE LA PERTE DE PRESSION
EN FONCTION DU TEMPS

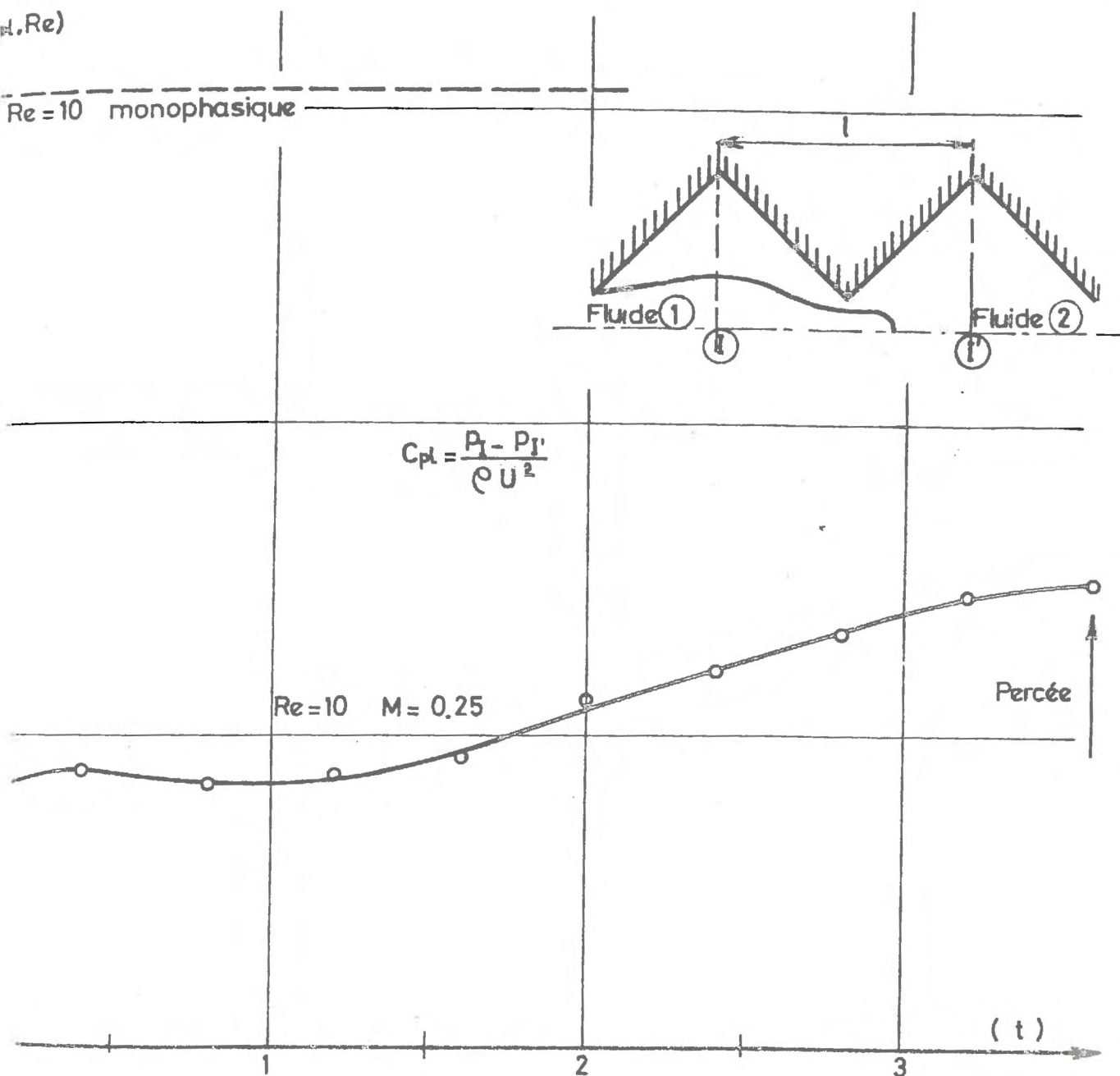
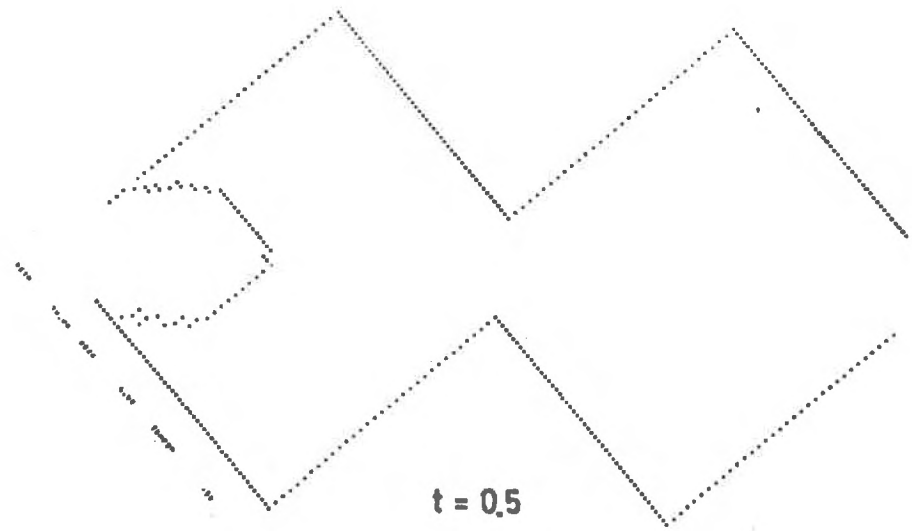
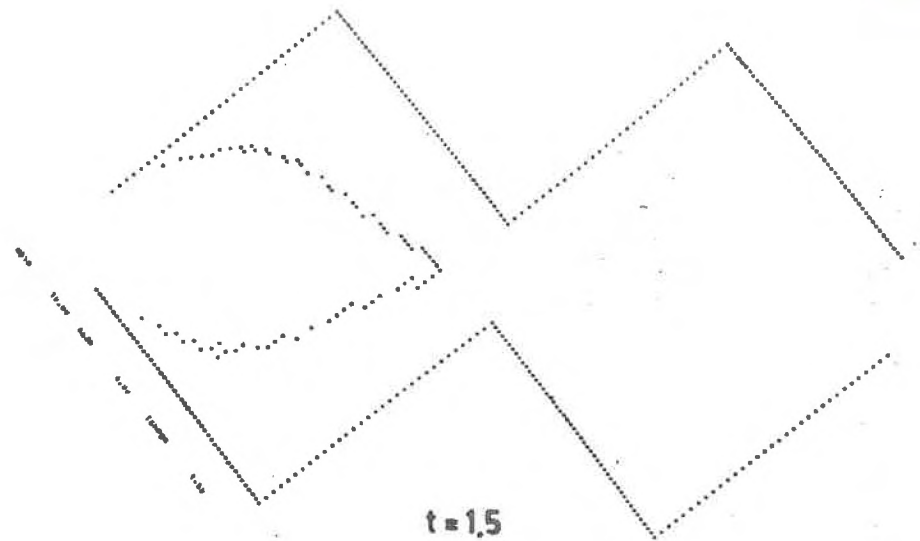


FIGURE 150

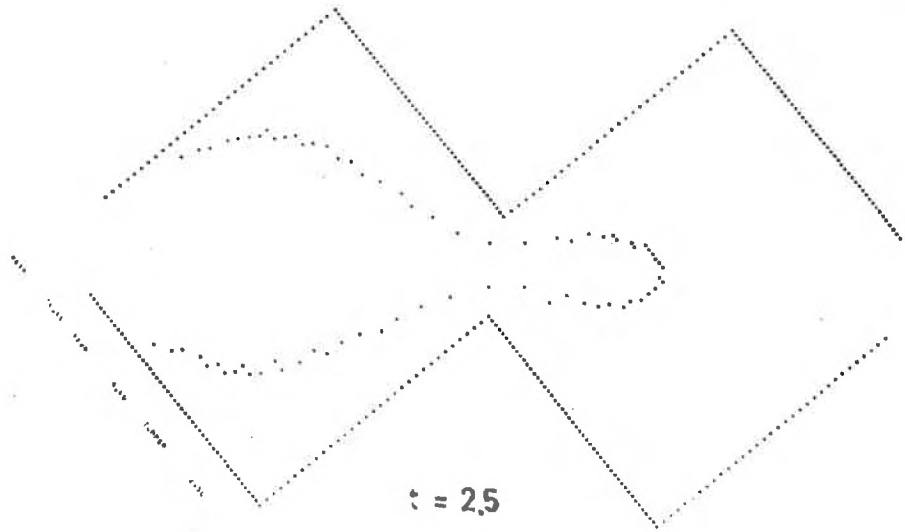


$t = 0.5$

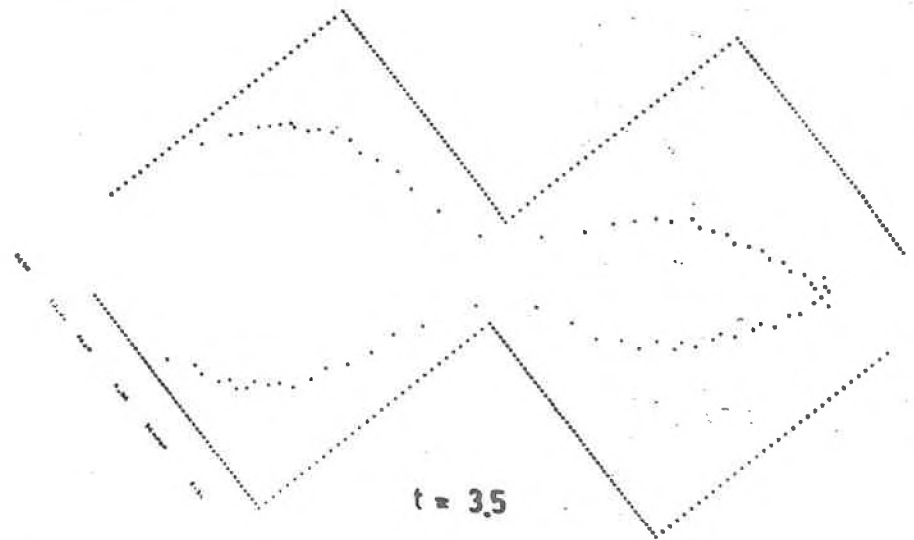


$t = 1.5$

$Re=10, M=2.5$

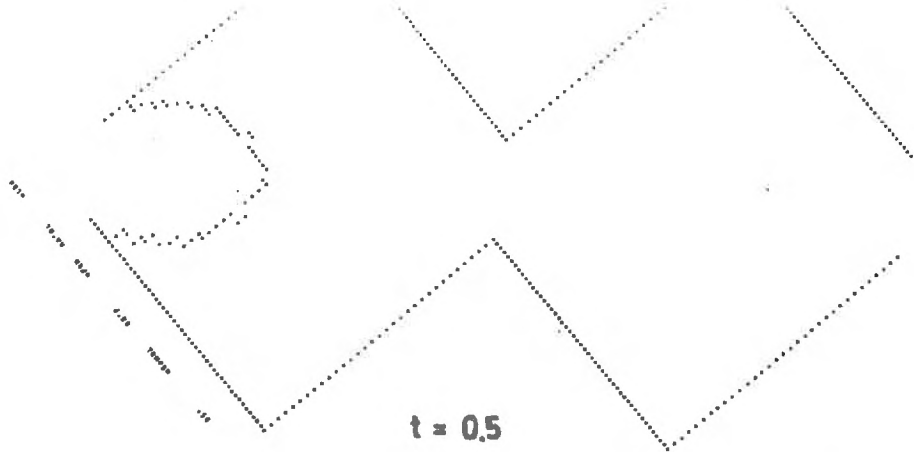


$t = 2.5$

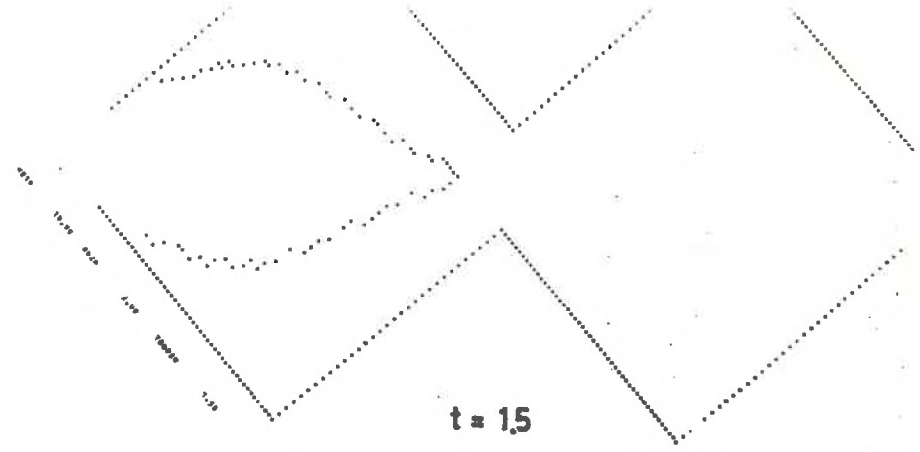


$t = 3.5$

FIGURE 151

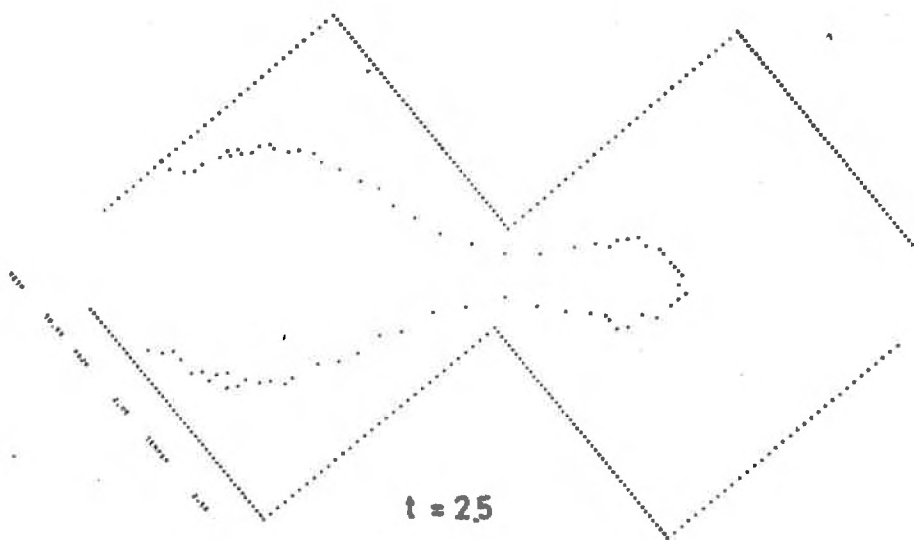


$t = 0.5$

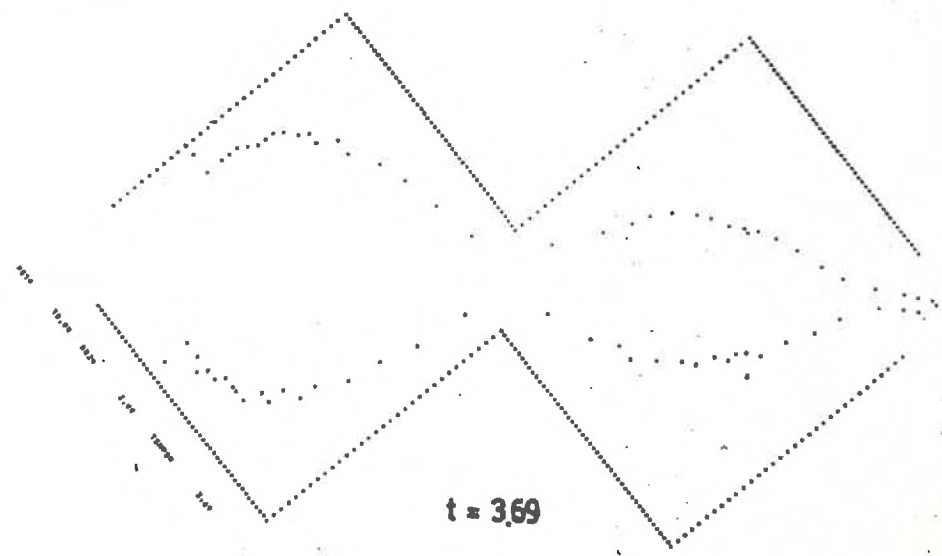


$t = 1.5$

$Re = 10, M = 5$



$t = 2.5$



$t = 3.69$

FIGURE 152